



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Kernphysik

**Bestimmung der empirischen
Proton-Neutron Restwechselwirkung
im doppelt ungeraden Kern $^{146}_{63}\text{Eu}_{83}$**

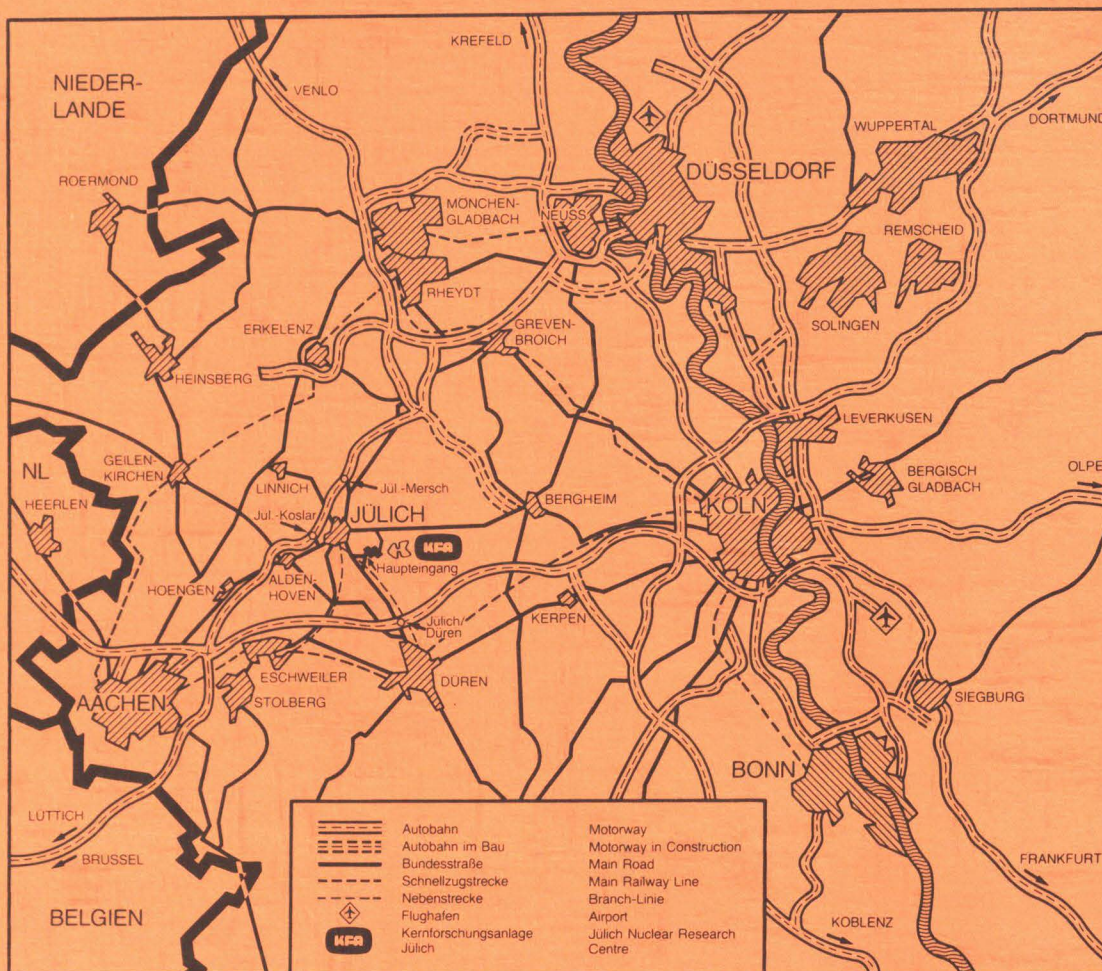
von

A. Ercan

Jül - Spez - 189

Januar 1983

ISSN 0343-7639



Als Manuskript gedruckt

Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 189

Institut für Kernphysik Jül - Spez - 189

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
Telefon: 02461/610 · Telex: 833556 kfa d

**Bestimmung der empirischen
Proton-Neutron Restwechselwirkung
im doppelt ungeraden Kern $^{146}_{63}\text{Eu}_{83}$**

von

A. Ercan

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Frühere Untersuchungen von ^{146}Eu	5
III. In-Beam Messungen und Ergebnisse	8
a) Vorüberlegungen zur Auswahl der Compound-reaktion	8
b) Anregungsfunktionen	9
c) Messung der γ -Spektren und der Winkelverteilungen für ^{146}Eu	12
d) Kristalldiffraktometermessung	16
e) Messung der Konversionselektronenspektren	17
f) Bestimmung von Halbwertszeiten	22
g) $\gamma\gamma$ Koinzidenzmessungen	23
h) $^{147}\text{Sm}(\alpha, p4n)$ Messungen	34
IV. Niveauschema und Spin-Paritätszuordnungen	36
V. Proton-Neutron Multipletts	41
a) Zuordnungskriterien	41
b) Die $\pi 2d_{5/2}^{-1} \nu 2f_{7/2}$ und $\pi 1g_{7/2}^{-1} \nu 2f_{7/2}$ Multipletts	44
c) Die $\pi 1h_{11/2} \nu 2f_{7/2}$ und $\pi 2d_{5/2}^{-1} \nu 1i_{13/2}^*$ Multipletts	46
d) $\pi 1g_{7/2}^{-1} \nu 1i_{13/2}^*$ Zustände und andere Nicht-Yrast Niveaus	48
e) Vergleich der $\pi 2d_{5/2}^{-1} \nu 2f_{7/2}$ und $\pi 2d_{5/2} \nu 2f_{7/2}$ Multipletts in ^{146}Eu und ^{142}Pr	50
f) Bestimmung der empirischen Nukleon-Nukleon Restwechselwirkung aus den gemessenen Multipletts	52
VI. Hochspin-Zustände oberhalb 1.7 MeV	58
VII. Zusammenfassung	60
Anhang 1	61
Anhang 2	63
Anhang 3	66
Anhang 4	69
Referenzen	77

I. Einleitung

Es wurde im Jahre 1977 von P. Kleinheinz et al. durch in-beam γ -Winkelverteilungs- und Konversionselektronenmessungen^{1,2)} entdeckt, daß der erste angeregte Zustand im ^{146}Gd Kern, mit der magischen Neutronenzahl $N = 82$, ein 3^- Zustand ist und in den Grundzustand mit einem 1579 keV E3 Übergang zerfällt.

Diese Eigenschaft des ^{146}Gd Kerns, die man sonst nur bei dem doppelt magischen Kern ^{208}Pb beobachtet, war der erste spektroskopische Hinweis für einen Schalenabschluß bei $Z = 64$ ³⁾. Aufgrund von Q_α Messungen wurden jedoch schon im Jahre 1953 von J.O. Rasmussen et al.⁴⁾ ein Schaleneffekt bei $Z = 64$ vorgeschlagen. Eine Anzahl neuerer spektroskopischer und theoretischer Untersuchungen (vgl. z. B. Ref. 3, 5 bis 21) bestätigt diesen Schalenabschluß, und man kann heute ^{146}Gd in vieler Hinsicht als doppelt abgeschlossenen Kern betrachten.

Es wurde dadurch für das Schalenmodell, das sich durch genaue Voraussagen der experimentellen Kernspektren besonders in der Umgebung von doppelt abgeschlossenen Kernen bewährt hat, ein neues Testgelände gefunden.

Für solche Schalenmodellanalysen benötigt man, außer den Grundzustandsmassen, die empirischen Einteilchenenergien und 2-Nukleon-Wechselwirkungsenergien, die man aus den Anregungsenergien der betreffenden Zustände in den Ein- und Zwei-Valenznukleonkernen gewinnt. Diese Kerne um den ^{146}Gd Rumpf sind im Bild 1 gezeigt.

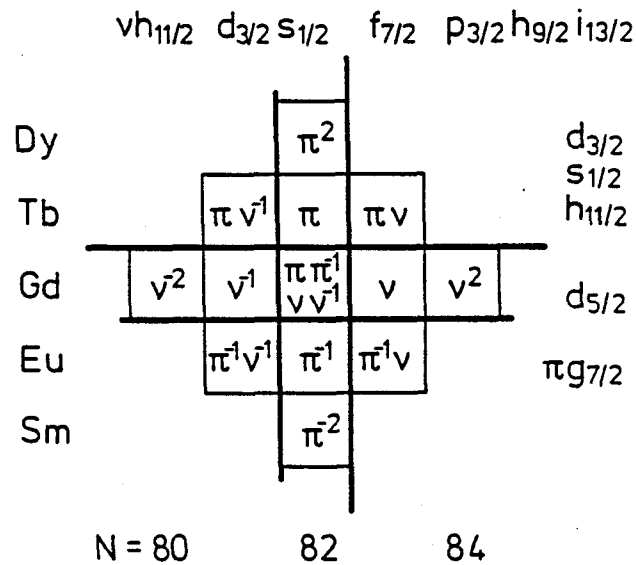


Abb. 1: Kerne um ^{146}Gd , aus denen die für Schalenmodellanalysen erforderlichen Einteilchenenergien und Zweinukleon-Wechselwirkungsenergien bestimmt werden können.

Die aus den vier ($^{146}\text{Gd} \pm 1$ Nukleon) Kernen gewonnene Information über die Proton- und Neutron-Einteilchenenergien ist im Bild 2 gezeigt.

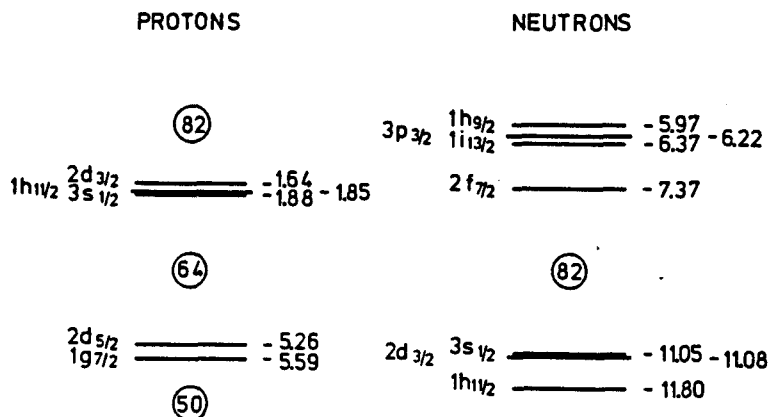


Abb. 2: Empirische Einteilchenenergieniveaus in der ^{146}Gd Gegend. Die $N = 82$ und $Z = 64$ Energielücken sind aus den Einteilchenseparationsenergiendifferenzen abgeleitet, wobei Paarkorrelationen vernachlässigt wurden (entnommen aus Ref. 3).

Die doppelt geraden 2 Valenznukleonkerne ^{144}Sm , ^{148}Dy , ^{144}Gd und ^{148}Gd sind schon gut bekannt (Refs. 13, 22-24). Von den restlichen vier 2 Valenzkernen ^{144}Eu , ^{146}Eu , ^{146}Tb und ^{148}Tb ist bisher nur ^{144}Eu erforscht²⁵⁾. Da die Yrastzustände unterhalb 7 MeV im ^{146}Gd vorwiegend Protonteilchen-Lochanregungen sind²⁶⁾, ist für die Analyse der $N > 83$ Kerne von großer Bedeutung, die $\pi^{-1}_{\nu}+1$ Zweiteilchenwechselwirkungen zu kennen, die aus dem Energiespektrum von ^{146}Eu bestimmt werden können. Es ist das Ziel dieser Arbeit, die entsprechenden $\pi^{-1}_{\nu}+1$ Multipletts in ^{146}Eu zu identifizieren. Die für die Schalenmodellrechnung ebenfalls benötigten $\pi^{+1}_{\nu}+1$ Wechselwirkungen müßten aus dem ^{148}Tb Spektrum gewonnen werden. Es gibt z. Z. leider keine passende Kernreaktion, die ^{148}Tb mit niederem Spin anregt. Da jedoch der $\pi 1h_{11/2}$ Einteilchenzustand im ^{145}Eu bei der relativ niederen Anregungsenergie von 0.7 MeV liegt, konnte man hoffen, auch die Mitglieder des $\pi 1h_{11/2} \nu 2f_{7/2}$ Zweiteilchenmultipletts zu identifizieren. Die im ^{146}Eu erwarteten Proton-Neutron Multipletts sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Man erwartet, daß die Schwerpunktsanregungsenergien dieser Multipletts etwa ähnlich separiert sind wie die Anregungsenergien der entsprechenden Einproton-Zustände in ^{145}Eu , die ebenfalls aufgeführt sind.

Tabelle 1: In ^{146}Eu erwartete Teilchen-Loch und Teilchen-Teilchen Multipletts, die durch Kopplung des 83. Neutrons in der $2f_{7/2}$ Schale zu den fünf Valenzprotonenzuständen im ^{145}Eu entstehen.

Zweiteilchen Konfiguration	Anregungs- energie des Protonen- zustands im ^{145}Eu (MeV)	Spin und Paritäten J^{π} der Multiplettmitglieder
$\pi 2d_{5/2}^{-1} \nu 2f_{7/2}$	0.00	$1^{-} 2^{-} 3^{-} 4^{-} 5^{-} 6^{-}$
$\pi 1g_{7/2}^{-1} \nu 2f_{7/2}$	0.33	$0^{-} 1^{-} 2^{-} 3^{-} 4^{-} 5^{-} 6^{-} 7^{-}$
$\pi 1h_{11/2} \nu 2f_{7/2}$	0.72	$2^{+} 3^{+} 4^{+} 5^{+} 6^{+} 7^{+} 8^{+} 9^{+}$
$\pi 3s_{1/2} \nu 2f_{7/2}$	0.81	$3^{-} 4^{-}$
$\pi 2d_{3/2} \nu 2f_{7/2}$	1.04	$2^{-} 3^{-} 4^{-} 5^{-}$

Außer für Schalenmodellrechnungen sind experimentell bestimmte Zweinukleonen-Restwechselwirkungsenergien von grundlegendem Interesse für die Kernphysik. Eine systematische Analyse der bisher bekannten Zwei-Nukleon Multipletts wurde 1976 von J.P. Schiffer und W.W. True²⁷⁾ gegeben. Da es aber nur wenig doppelt abgeschlossene Kerne gibt, läßt sich die Zweinukleon-Wechselwirkung nur für eine begrenzte Anzahl von Schalenmodellzuständen experimentell beobachten. Die Kerne um ^{146}Gd erlauben es, die Restwechselwirkungen für die Schalenmodellzustände um $Z = 64$ und $N = 82$ zu untersuchen, die bisher nicht zugänglich waren.

II. Frühere Untersuchungen von ^{146}Eu

Von den in Tabelle 1 aufgeführten Zweinukleonen-Zuständen sind bisher nur wenige bekannt, obwohl ^{146}Eu schon sehr oft untersucht wurde, am häufigsten durch Studien des ^{146}Gd β -Zerfalls. Die folgende Liste faßt die wesentlichen Arbeiten zusammen:

1951 Beim Beschuß von ^{147}Sm mit 19 MeV Deuteronen identifizieren R.W. Hoff et al.²⁸⁾ erstmalig ^{146}Eu und bestimmen dessen Halbwertszeit zu 38 ± 3 h.

1958 G.M. Gorodinskii et al.²⁹⁾ beobachten im ^{146}Gd β -Zerfall eine Kaskade von drei γ -Übergängen (115 keV (doublet) - 155 keV) und legen ^{146}Eu Anregungsniveaus bei 115, 230 und 385 keV fest. Sie bestimmen $T_{1/2} = 4.3$ d für den ^{146}Eu Grundzustandszerfall. Aufgrund dieses vom früheren Resultat stark abweichenden Wertes wurden seither³⁰⁾ dem ^{146}Eu zwei β -zerfallende Isomere zugeordnet.

1959 N.M. Anton'eva et al.³¹⁾ messen mit einem Magnetspektrometer die präzisen Energien und Konversionselektronintensitäten dieser Übergänge. Für alle drei Übergänge (114.7, 115.5, 154.6 keV) wurde M1 Multipolarität gefunden.

Aufgrund der damals vorhandenen β -Zerfallsdaten werden im gleichen Jahr von B.S. Dzhelepov und V.A. Sergienko³²⁾ vom Grundzustand aufwärts die Spinparitätszuordnungen 4^- , 3^- , 2^- , 1^- vorgeschlagen.

- 1962 Funke et al.³³⁾ finden in einem (p,2n) Experiment zwei ^{146}Eu Aktivitäten mit Halbwertszeiten von 4.7 Tagen und 38 Stunden. Nach Beschuss von ^{144}Sm mit α -Teilchen (A.M. Friedman et al.³⁴⁾ wird für das chemisch und massen-separierte ^{146}Eu nur eine $T_{1/2} = 4.8$ d Aktivität gefunden.
- 1962 V.V. Remyayev et al.³⁵⁾ berichten nach einer (p,2n) Reaktion über die Existenz eines isomeren Niveaus mit $T_{1/2} = 240(10)$ μs .
- 1963 Die γ - γ Winkelkorrelationsmessungen bei E. Bozek et al.³⁶⁾ bestätigen die von Dzhelepov vorgeschlagene Spinsequenz.
- 1970 Y.Y. Chu et al.³⁷⁾ finden nach Spallation von Uran mit 28 GeV Protonen ebenfalls nur die 4.6 Tage ^{146}Eu Aktivität.
- 1971 U. Hageman et al.³⁸⁾ identifizieren in einer ($^{12}\text{C},5\text{n}$) Messung γ Übergänge von 275, 294, 316, 358 und 377 keV, die im Zerfall des μs Isomers emittiert werden. Sie interpretieren den isomeren Zustand, analog zu langlebigen Isomeren in den $A = 148, 150, 152$ Tb-Isotopen, als $(\pi 1h_{11/2} \times \nu 2f_{7/2})_g^+$ und messen dessen Halbwertszeit als 235(3) μs . Sie vermögen jedoch nicht, die Energie des isomeren Zustandes anzugeben, da die Aufstellung des korrekten Niveauschemas nicht möglich war.
- 1972 Durch eine $e^- - e^-$ Koinzidenzmessung konnten L. Holmberg et al.³⁹⁾ die früher für die beiden 115 keV Übergänge gefundene unerwartet hohe Verzögerung ($F_n > 10^8$) widerlegen.
- 1972 Der Grundzustandsspin von ^{146}Eu wird durch die magnetische Resonanzmethode von C. Ekström et al.⁴⁰⁾ als $J = 4$ bestimmt.
- 1973 A. Agaev et al.⁴¹⁾ und V.I. Gavriljuk et al.⁴²⁾ führen Hochauflösungs- e^- -Experimente durch und untersuchen erstmalig den ^{146}Gd Zerfall mit Ge(Li) Detektoren. Sie identifizieren bisher nicht bekannte Übergänge von 421.4 keV (M1) und 576.0 keV (M1) im ^{146}Eu .

1981 Aus einer Messung des ^{146}Gd β -Zerfalls mit hochauflösenden Ge(Li) Detektoren bestimmen R. Kantus et al.⁴³⁾ die Zerfallsenergie als $950 \text{ keV} < Q_{\text{EC}} < 1054 \text{ keV}$. Ihr Zerfallsschema enthält drei neue Niveaus, die in unseren in-beam Messungen ebenfalls bevölkert werden. Diese β -Zerfallsergebnisse sind wertvoll für die Spin- und Paritätszuordnungen.

Erste Testergebnisse der vorliegenden Arbeit wurden in einer "Short note" 1980 publiziert⁴⁴⁾, wo der Zerfall des $235 \mu\text{s}$ 9^+ Isomers aufgeklärt und seine Anregungsenergie bestimmt werden konnte. Die detaillierte Diskussion der Ergebnisse ist in der vorliegenden Arbeit gegeben, wo außerdem die nicht über das 9^+ Isomer zerfallenden ^{146}Eu Zustände durch weitere in-beam Messungen identifiziert und charakterisiert wurden.

III. In-Beam Messungen und Ergebnisse

a) Vorüberlegungen zur Auswahl der Compoundreaktion

Das Jülicher Zyklotron liefert p, d, ^3He und α -Strahlen im Energiebereich von 22.5 bis 45 MeV/Nukleon mit externen Strahlintensitäten bis zu mehreren μA und mit einer Energieschärfe von ca. 0.2 %. Als geeignetes Targetmaterial bietet sich daher nur das Samarium an. Die folgende Tabelle vergleicht verschiedene Reaktionen, durch die der Endkern ^{146}Eu erzeugt werden kann.

Tabelle 2: Am Jülicher Zyklotron mögliche Compoundreaktionen zur Erzeugung von ^{146}Eu

Target Kern	Target Spin	Reaktion	Reaktion(a) Schwellen Energie (MeV)	Coulomb Schwelle E_c (MeV)	Einschuß Energie E_p (MeV)	übertragener (b) maximaler Drehimpuls ℓ_{max}/\hbar
^{144}Sm	0	($^3\text{He}, p$)	-2.9	~ 20	~ 20	~ 14
^{144}Sm	0	(α, d)	+16.0	~ 20	~ 30	~ 20
^{144}Sm	0	(α, pn)	+18.2	~ 20	~ 30	~ 20
^{147}Sm	7/2	($\alpha, p4n$)	+40.4	~ 20	~ 60	~ 30
^{147}Sm	7/2	(p, 2n)	+11.1	~ 10	~ 20	~ 8
^{148}Sm	0	(p, 3n)	+19.3	~ 10	~ 30	~ 10
^{149}Sm	7/2	(p, 4n)	+25.2	~ 10	~ 40	~ 12
^{150}Sm	0	(p, 5n)	+33.2	~ 10	~ 50	~ 13

a) berechnet aus $E_s = -(1 + A_p/A_T)Q$ mit den Q-Werten von Ref. 45.

b) berechnet mit der Näherungsformel $\ell_{\text{max}} = \rho \sqrt{E_p}$, wobei $\rho = 1.8 \hbar/\sqrt{\text{MeV}}$ für Protonen und $\rho = 3.8 \hbar/\sqrt{\text{MeV}}$ für Alfas.

Von diesen möglichen Reaktionen liegen die (p, 2n), (p, 3n) und (p, 4n) Reaktionen im Bereich der verfügbaren Strahlenergien. Die (p, 2n) und (p, 4n) Reaktionen haben den zusätzlichen Vorteil, daß die dafür verwandten ungeraden Targets ^{147}Sm und ^{149}Sm einen intrinsischen Drehimpuls von $3.5 \hbar$ besitzen und eine größere Anzahl von Projektil-Target-Spinkopplungen ermöglichen. Man erwartet für die (p, 2n) Reaktion den relativ reinsten Ausgangskanal für ^{146}Eu , was man in

den unten beschriebenen Anregungsfunktionsmessungen bestätigt, weshalb vorwiegend diese Reaktion benutzt wurde. Zusätzliche Daten über Hochspinzustände wurden über die (α ,p4n) Reaktion gewonnen, wofür die α -Einschußenergie von 90 MeV auf 77 MeV mit einer Be-Folie degradiert wurde.

b) Anregungsfunktionen

Da im ^{146}Eu schon mehrere tiefliegende Niveaus und deren γ -Zerfälle bekannt sind, dient die Messung der Anregungsfunktion vorwiegend der Bestimmung der optimalen Projektileinschußenergie für die gewünschte Reaktion. Die detaillierten Anregungsfunktionen für die bekannten γ -Übergänge sowie für die aus Koinzidenzmessungen identifizierten neuen ^{146}Eu γ -Linien erlauben Rückschlüsse auf den Spin des emittierenden Niveaus (vgl. Kapitel IV).

Die in den Messungen benutzten Targets waren selbsttragende ^{147}Sm und ^{149}Sm Metallfolien von etwa 5 mg/cm^2 Dicke. Beide Targets waren zu mehr als 98 % angereichert.

Die Protonenenergie wurde von 14 bis 45 MeV in Schritten von 2 bis 4 MeV variiert. Für Protonenenergien unterhalb 22.5 MeV wurde ein Be-Degrader benutzt.

Zur Aufnahme der γ -Spektren wurden ein großvolumiger Koaxial- sowie ein Planardetektor benutzt. In einem dritten Detektor (1 cm^3 Volumen) wurde die Target-Röntgenstrahlung gemessen, die zur Normierung der γ -Spektren gebraucht wurde. Daten über die Detektoren sind in Tabelle 3 zusammengestellt; ihre relativen Ansprechwahrscheinlichkeiten zeigt Bild 3.

Die über die Targetröntgenlinien normierten γ -Intensitäten (vgl. Anhang 1) bekannter Übergänge der Endkerne nach (p,xn) Reaktionen an ^{147}Sm und ^{149}Sm Targets sind als repräsentativer Verlauf der Ausgangskanäle in Bild 4 dargestellt.

Tabelle 3: Bei Anregungsfunktionsmessungen benutzte Detektoren

Detektortyp	aktives Volumen (cm^3)	Auflösung	
		$\Delta E(\text{keV})$	bei E (keV)
koaxial Ge(Li)	65	1.8	747
planar Ge(Li)	12	1.2	377
planar H.P. Ge	1	0.6	155

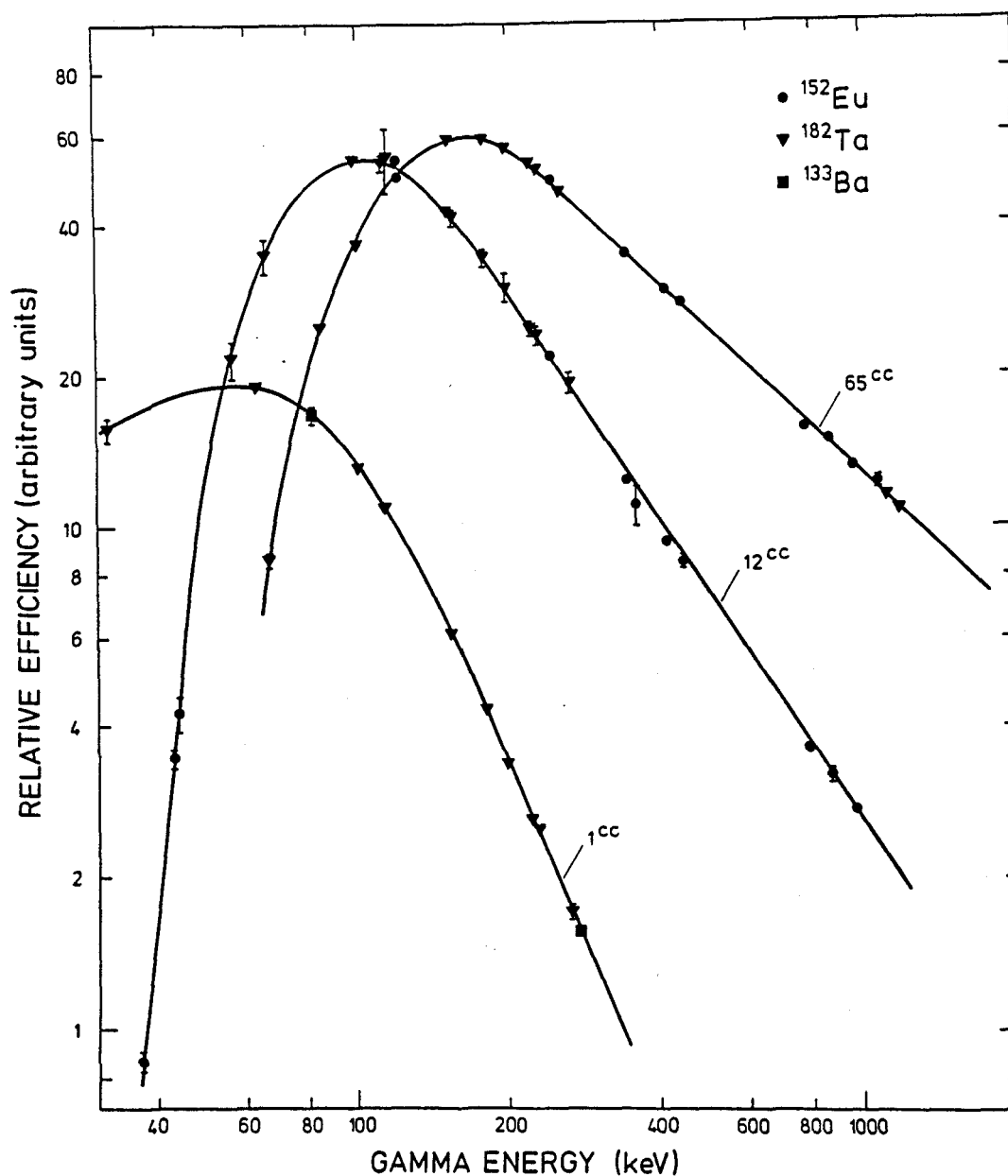


Abb. 3: Die zueinander normierten Ansprechwahrscheinlichkeiten der 3 Ge-Detektoren, die zur Messung der Anregungsfunktionen und der Winkelverteilungen benutzt wurden. Als Eichpräparate wurden ^{133}Ba , ^{152}Eu und ^{182}Ta gebraucht. Die 12 cm^3 und 65 cm^3 Detektoren waren mit einem 1 mm Cu-Absorber gegen die Röntgenstrahlen abgeschirmt.

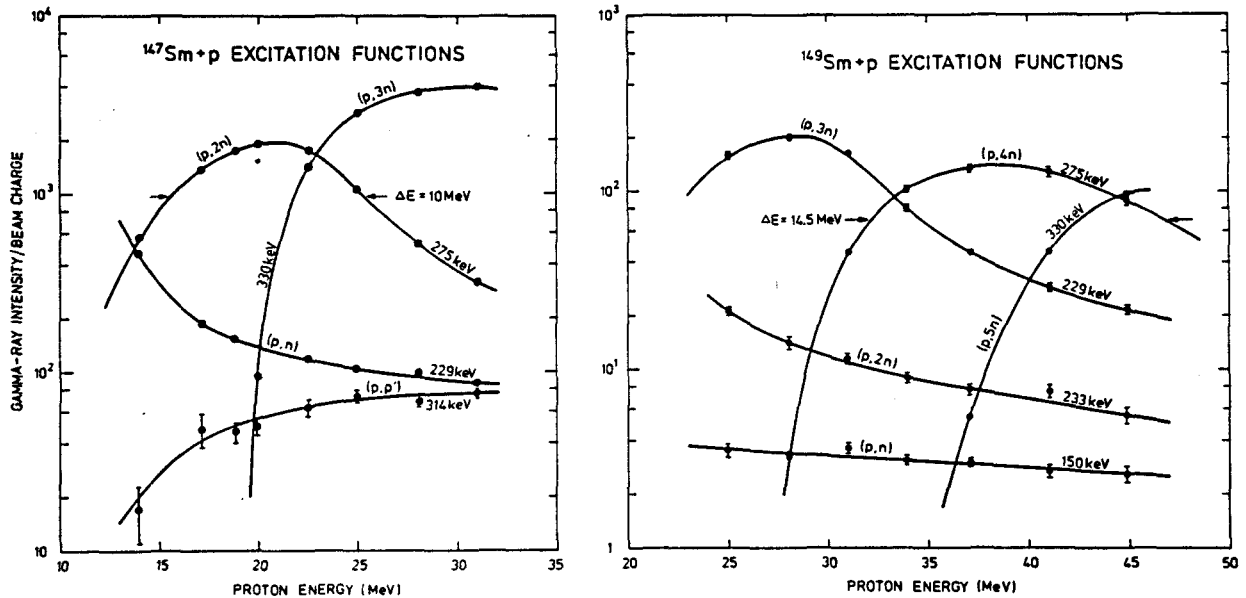


Abb. 4: Die Anregungsfunktionen von ausgewählten γ -Übergängen im Bereich von 14 bis 45 MeV Protonenenergie

Die γ -Übergänge für die ungeraden Eu-Endkerne ((p,n) , $(p,3n)$, und $(p,5n)$) repräsentieren $\sim 100\%$ des jeweiligen Ausgangskanals. Für die beiden doppelt ungeraden Endkerne ^{146}Eu und ^{148}Eu ($(p,2n)$ und $(p,4n)$) ist jeweils die intensivste γ -Linie gezeigt. In beiden Fällen repräsentiert sie mehr als 50% des Ausgangskanals.

Wie erwartet findet man für die $^{147}\text{Sm}(p,2n)^{146}\text{Eu}$ Reaktion eine bedeutend kleinere Halbwertsbreite ($\Delta E \sim 10 \text{ MeV}$) als für die $^{149}\text{Sm}(p,4n)^{146}\text{Eu}$ Reaktion ($\Delta E \sim 14 \text{ MeV}$). Entsprechend beträgt der $(p,4n)^{146}\text{Eu}$ Kanal im günstigsten Fall (bei $E_p = 38 \text{ MeV}$) etwa 70% der (p,xn) Ausgangskanäle, während bei $E_p = 19 \text{ MeV}$ der $(p,2n)^{146}\text{Eu}$ Ausgangskanal etwa 90% der gesamten (p,xn) Intensität beinhaltet. Daher wurde für die weiteren Messungen die $^{147}\text{Sm}(p,2n)^{146}\text{Eu}$ Reaktion bei 19 MeV gewählt. Die $(p,2n)$ Anregungsfunktionen für die intensivsten ^{146}Eu γ -Übergänge sind in Bild 5 gezeigt. Die Analyse dieser Ergebnisse wird bei der Aufstellung des Niveauschemas in Kapitel IV diskutiert.

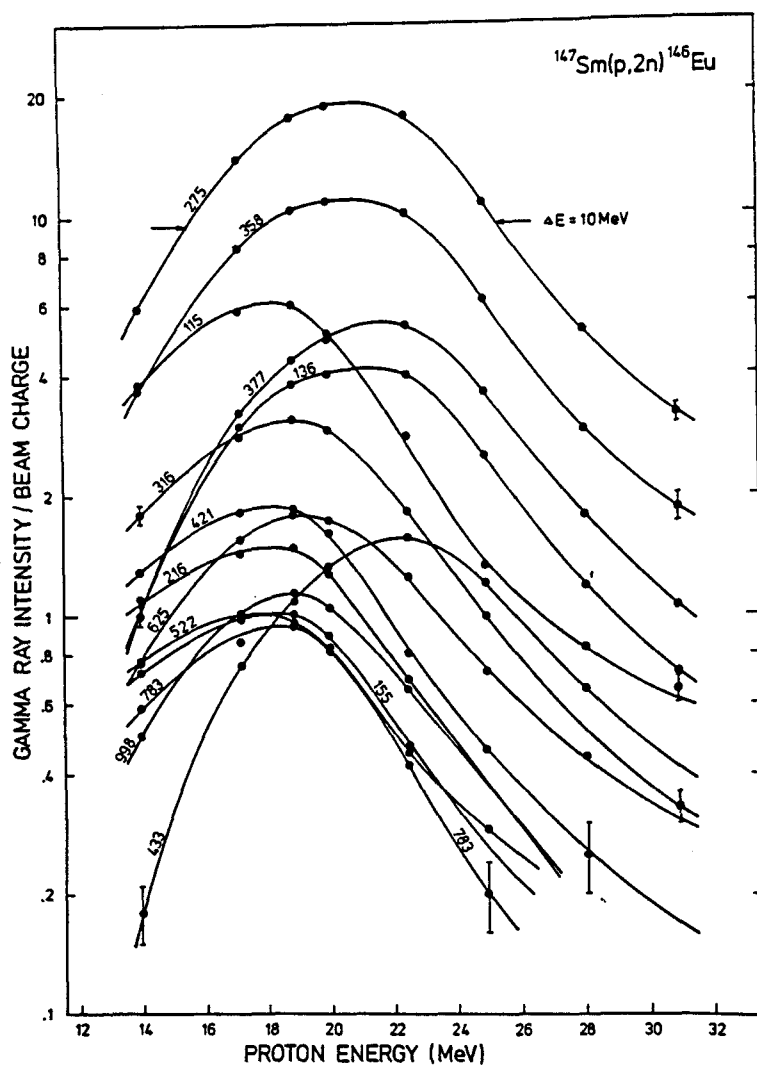


Abb. 5: Die (p,2n) Anregungsfunktionen von prominenten γ -Übergängen im ^{146}Eu -Kern

c) Messung der γ -Spektren und der γ -Winkelverteilungen für ^{146}Eu

Die Figur 6 zeigt ein bei 19 MeV Einschußenergie gemessenes γ -Einzel-spektrum, das bei der Winkelverteilungsmessung mit einem Koaxial-detektor aufgenommen wurde. Im oberen Teil der Figur ist ein gleich-zeitig gemessenes off-beam Einzelspektrum gezeigt, bei dem nur die zwischen den 47 ns separierten Strahlpulsen emittierten γ -Quanten registriert wurden. Außer den im β -Zerfall auftretenden Linien ent-hält dieses Spektrum die Übergänge von Isomerzerfällen. Ein Detail-spektrum des Energiebereichs unter 100 keV, gemessen mit einem hoch-auflösenden Planardetektor ist in Figur 7 dargestellt.

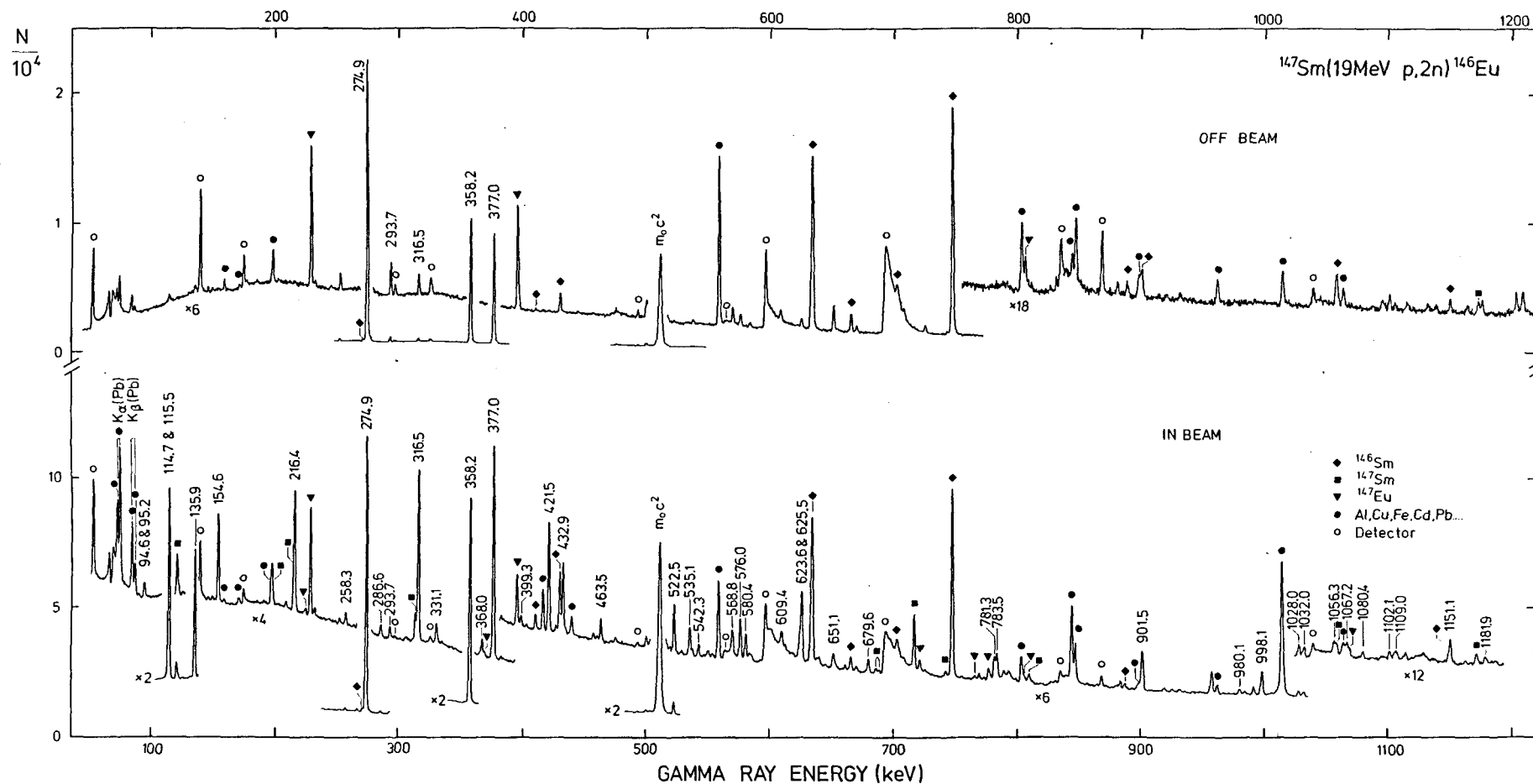


Abb. 6: Gamma-Einzelspektren gemessen mit einem 65 cm^3 Koaxialdetektor beim Beschuß von ^{147}Sm mit 19 MeV Protonen. Im oberen "OFF BEAM" Spektrum werden nur Signale akzeptiert, die während der Strahlpausen emittiert werden. Das untere "IN BEAM" Spektrum wurde ohne Zeitbedingungen gemessen. Das Spektrum ist die Summe der bei sechs Winkeln aufgenommenen Einzelspektren. Linien mit Energieangabe gehören zu ^{146}Eu ; andere Ausgangskanäle und Untergrundsstrahlung sind durch Symbole gekennzeichnet.

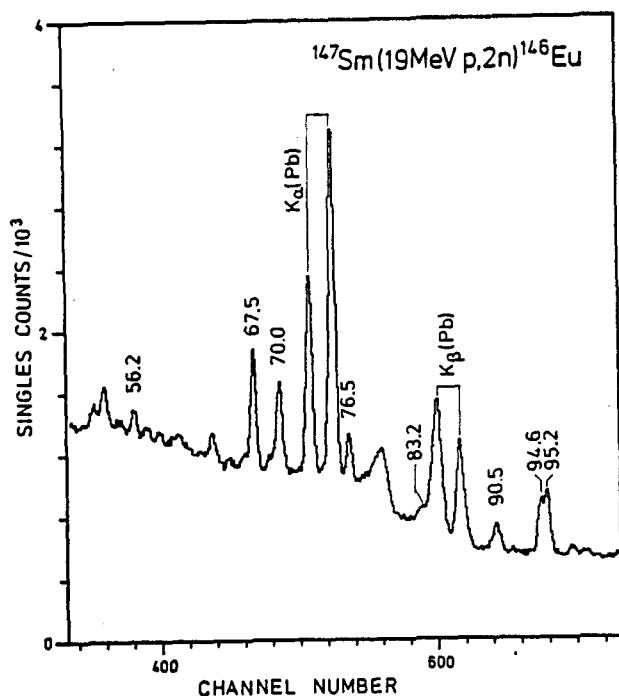


Abb. 7: Niederenergetischer Bereich des γ -Spektrums gemessen mit einem 1 cm³ Planar-Detektor für die ^{146}Eu Linien ist die Energie angegeben.

Gamma-Winkelverteilungen wurden mit einem 65 cm³ koaxialen Ge(Li) Detektor auf einem Goniometertisch gemessen. Die Messung wurde im Winkelbereich $90^\circ < \theta < 165^\circ$ in 15° -Intervallen in unregelmäßiger Folge durchgeführt. Der Target-Detektorabstand betrug etwa 30 cm; die Zählrate etwa 2000 Impulse pro Sekunde. Die Spektren wurden mit sehr hoher Statistik gemessen, wodurch es möglich wurde, die Winkelverteilung auch von sehr intensitätsschwachen Linien (~ 0.005 der stärksten Linie) noch verlässlich zu bestimmen.

Die Normierung der bei verschiedenen Winkeln gemessenen Spektren ist problemlos, da die ursprüngliche Ausrichtung der ^{146}Eu Kerne während der langen Verweilzeit im 235 μs Isomer mit Sicherheit durch Hyperfeinwechselwirkungen vollständig zerstört wird. Der intensive 377 keV isomere E3 Übergang⁴⁴⁾ kann deshalb zur Normierung benutzt werden.

In einem χ^2 -Fit wurden die normierten Intensitäten I_θ für jeden Übergang an die theoretische Winkelverteilungsfunktion

$$I_\theta = I_0 \sum_{K=0,2,4} A_K P_K(\cos \theta)$$

angepaßt, wobei P_K die Legendre Polynome sind.

Die aus dem Fit erhaltene γ -Intensität I_0 und die gemessenen Multipolentwicklungskoeffizienten A_2 und A_4 sind in Tabelle 4 aufgeführt, die die Daten für alle aus den Koinzidenzmessungen identifizierten ^{146}Eu Linien zusammenfaßt. Die Tabelle 5 enthält die im Zerfall des Isomers gemessenen off-beam γ - und totalen Intensitäten, zu deren Berechnung die theoretischen Konversionskoeffizienten benutzt wurden. Einige Beispiele der gemessenen Winkelverteilungen zusammen mit der angepaßten Funktion zeigt das Bild 8.

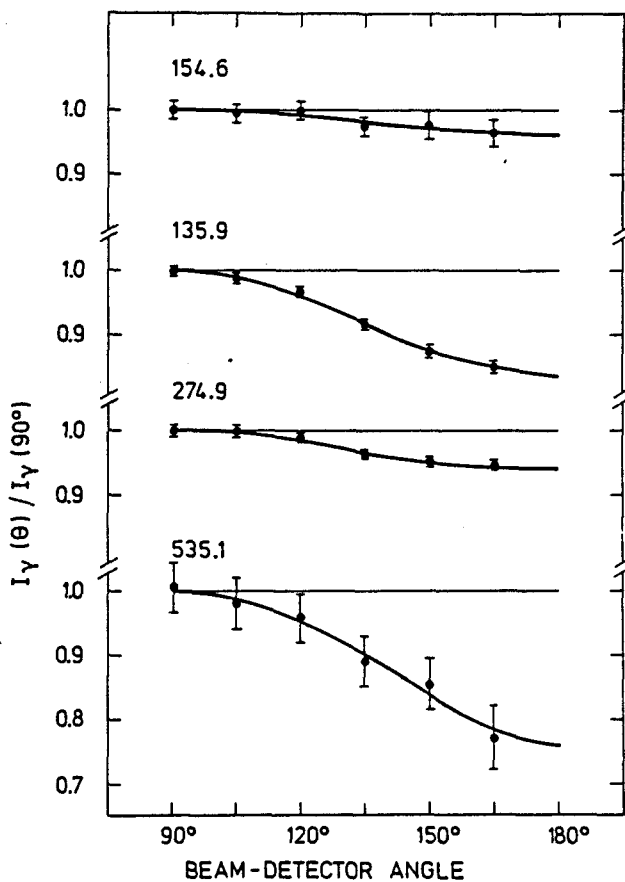


Abb. 8: Winkelverteilungen von ausgewählten γ -Übergängen im ^{146}Eu .

Ein auffallendes Ergebnis ist, daß nahezu alle Übergänge negatives A_2 haben, was auf Dipolstrahlung hindeutet. Man erwartet in der Tat, daß in einem doppelt ungeraden sphärischen Kern der γ -Zerfall stark von Dipolstrahlung dominiert wird. Die genauen Energiewerte der γ -Übergänge wurden ebenfalls aus den Linienfits der Winkelverteilungsspektren gewonnen; die in Tabelle 4 angegebenen Energiefehler berücksichtigen die zusätzlichen Unsicherheiten bei nicht aufgelösten

Multipletts. Für die Energieeichung wurden ^{152}Eu , ^{182}Ta und ^{133}Ba Quellen benutzt, die in einem besonders hierfür gemessenen Spektrum gleichzeitig mit dem in-beam Spektrum aufgenommen wurden.

d) Kristalldiffraktometermessung

Wie die $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen gezeigt haben, treten im Zerfall des μs Isomers zwei Dubletts intensiver γ -Übergänge von 275 und 358 keV mit identischer Energieseparation $\Delta E < 200$ eV auf⁴⁴⁾. Selbst mit den besten Ge-Dioden war es nicht möglich, diese Dubletts aufzulösen. Um diese Dublett-Struktur direkt zu beobachten wurde eine zusätzliche γ -Messung mit extrem hoher Energieauflösung durchgeführt. Hierbei wurde das am Zyklotronstrahlrohr aufgebaute DuMond-Kristalldiffraktometer⁴⁶⁾ erstmalig für eine in-beam γ -Messung eingesetzt.

In dieser Messung wurde ein 60 μm dickes ^{147}Sm Target, eingespannt zwischen zwei Graphitplättchen von jeweils 1 mm Dicke, mit einem 22.5 MeV Protonenstrahl der Intensität von 2 μA beschossen. Dabei war die Strahlenergie im Target etwa 19 MeV. Da beim Kristallspektrometer die erwartete Linienbreite δE mit E_γ^2 zunimmt,

$$\delta E \approx \frac{\text{const}}{n} E_\gamma^2$$

(n = Reflexordnung), wurde die 275 keV Linie vermessen. Bei einer Messung in der fünften Reflexordnung, wo die gemessene Linienhalbwertsbreite etwa 110 eV betrug, konnte das Dublett aufgelöst werden. Die Dublettstruktur wurde sowohl bei positiver wie negativer Reflexionsrichtung vermessen. Das Bild 9 zeigt die positive Reflexmessung.

Der Energieabstand der Dublettkomponenten ergibt sich als $\Delta E \sim 130$ eV und das in-beam Intensitätsverhältnis der höher zur niederenergetischen Komponente als etwa 1 : 4.

In-beam γ -Messungen mit Kristalldiffraktometern wurden bisher aufgrund des sehr kleinen Nachweisraumwinkels nur äußerst selten durchgeführt. Außer einer Messung im Jahr 1975 des ^{179}W γ -Spektrums nach der $(p,3n)$ Reaktion⁴⁷⁾ ist kein Beispiel in der Literatur berichtet. Die dort im 0.3 MeV Bereich erreichte Energieauflösung wird jedoch heute von hochauflösenden Reinstgermaniumdioden übertroffen.

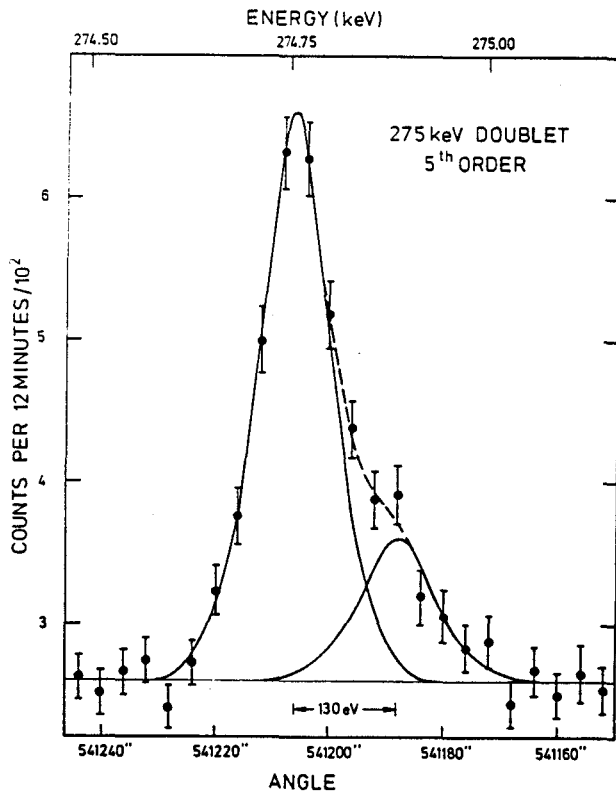


Abb. 9: In-beam Kristallspektromettermessung des 275 keV Dubletts in der fünften Reflexordnung. Die instrumentelle Auflösung ist 105 eV FWHM, die Energieseparation der Dublett-komponenten 130 eV.

e) Messung der Konversionselektronenspektren

Zur Bestimmung der Multipolaritäten der ^{146}Eu Übergänge wurden in-beam Messungen von Konversionselektronen durchgeführt. Für solche Messungen steht im IKP ein hochauflösendes eisenfreies Orangespektrometer^{48,49)} zur Verfügung; zum Nachweis der Elektronen dient ein Plastiksintillator mit Photomultiplier von geringer Energie- und hoher Zeitauflösung. Die Impulsauflösung des Magnetspektrometers bei dieser Messung betrug $\Delta p/p = 0.7\%$ und der Nachweisraumwinkel etwa π . Die Targets für die Elektron-Messungen waren ebenfalls selbsttragende ^{147}Sm Metallfolien, $520\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke für den Energiebereich unterhalb 400 keV Elektronenergie und $960\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dick für höhere Energien. Der Strahlstrom betrug etwa 2 nA und die für jeden Spektrometerstromwert gemessene Zählrate wurde durch den integrierten Strahlstrom normiert. Ähnlich wie bei der γ -Messung wurde außer dem in-beam auch ein off-beam Elektronenspektrum zwischen den 45 ns separierten Strahlpulsen aufgenommen, das im unteren Teil von Bild 10 gezeigt ist. Das K/L Verhältnis des 377 keV Übergangs aus diesem off-beam Spektrum legt E3 Multipolarität für diesen Übergang fest (Bild 11).

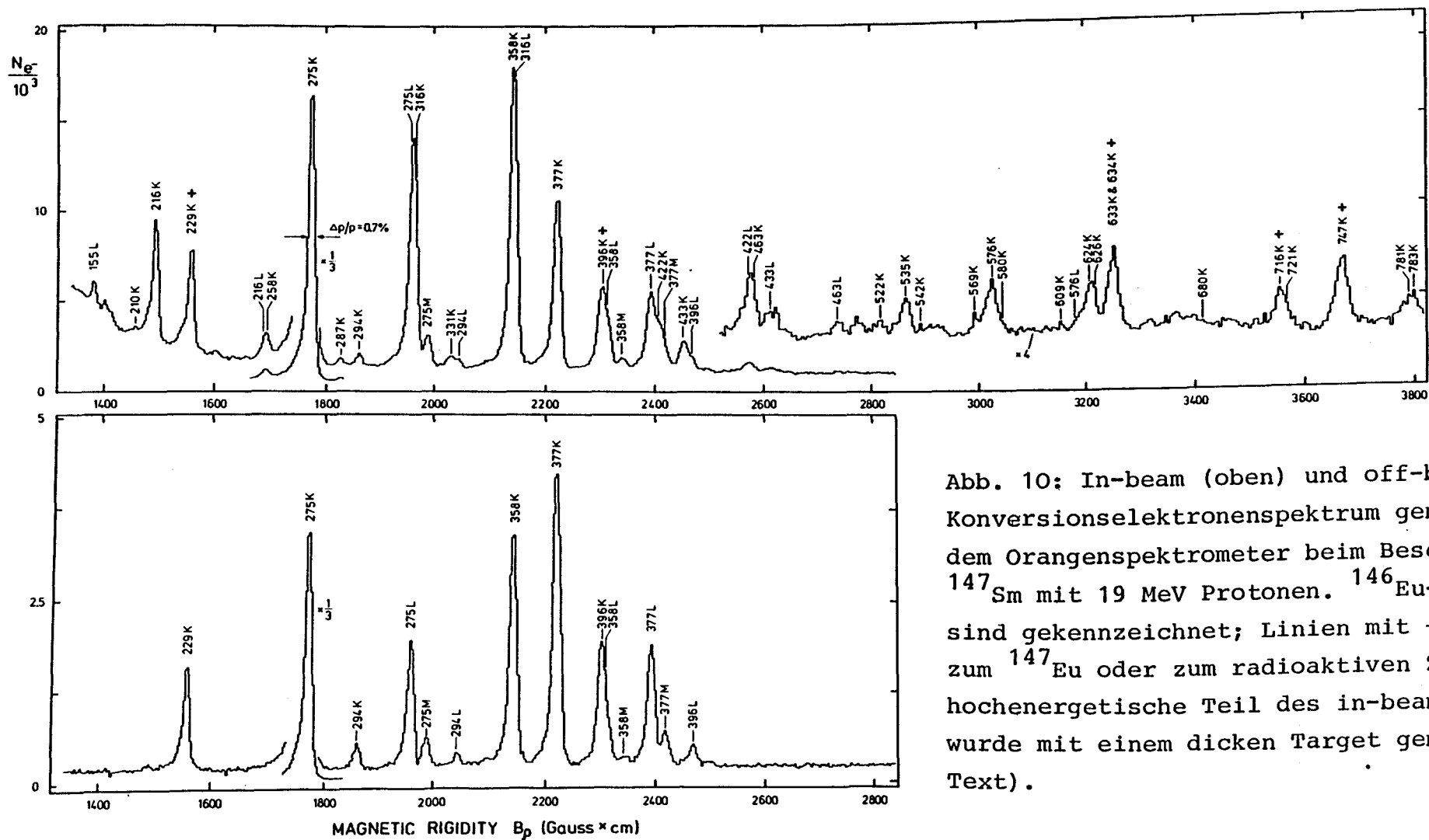


Abb. 10: In-beam (oben) und off-beam (unten) Konversionselektronenspektrum gemessen mit dem Orangenspektrometer beim Beschuß von ^{147}Sm mit 19 MeV Protonen. ^{146}Eu -Linien sind gekennzeichnet; Linien mit + gehören zum ^{147}Eu oder zum radioaktiven Zerfall. Der hochenergetische Teil des in-beam Spektrums wurde mit einem dicken Target gemessen (vgl. Text).

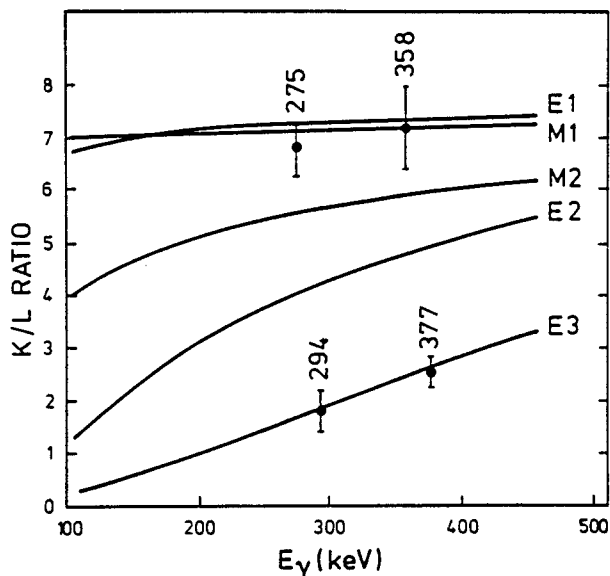


Abb. 11: K/L Verhältnisse für prominente γ -Übergänge im Zerfall des 9^+ Isomers bestimmt aus dem off beam Spektrum in Abb. 10.

Dieser Übergang wurde zur Normierung der Elektron- und γ -Intensitäten für die Bestimmung der Konversionskoeffizienten benutzt. Die Resultate sind in Tabelle 4 angegeben und werden in Fig. 12 mit den theoretischen Werten⁵⁰⁾ verglichen.

Sowohl α_K wie K/L Wert legen auch den 294 keV Übergang eindeutig als E3 Strahlung und damit als zweiten isomeren Übergang fest, womit die gemessene isotrope Winkelverteilung ebenfalls verträglich ist.

Es ist weiterhin auffallend, daß außer den beiden E3 Übergängen nur Dipol-Übergänge auftreten, was aber - wie schon erwähnt - für einen sphärischen doppelt ungeraden Kern erwartet wird.

Für die beiden unaufgelösten Dublett-Linien bei 275 und 358 keV ergeben die Konversionsdaten sehr genaue M1 Multipolarität. Dieses Resultat ermöglicht es, M1 Charakter auch für die vier Einzelübergänge festzulegen, wenn man außerdem die gemessenen A_2 -Werte sowie die Intensitäten der Einzelkomponenten berücksichtigt. Letztere wurden aus der Kristallspektromettermessung sowie aus den unten beschriebenen Koinzidenzresultaten gewonnen.

Aufgrund der sehr hohen Intensität der δ -Elektronen ist das in-beam Spektrum der Figur 10 auf den Energiebereich oberhalb 150 keV beschränkt. Die Abbildung 13 zeigt ein ebenfalls mit dem Orangenspektrometer aufgenommenes in-beam Spektrum wo zur Unterdrückung

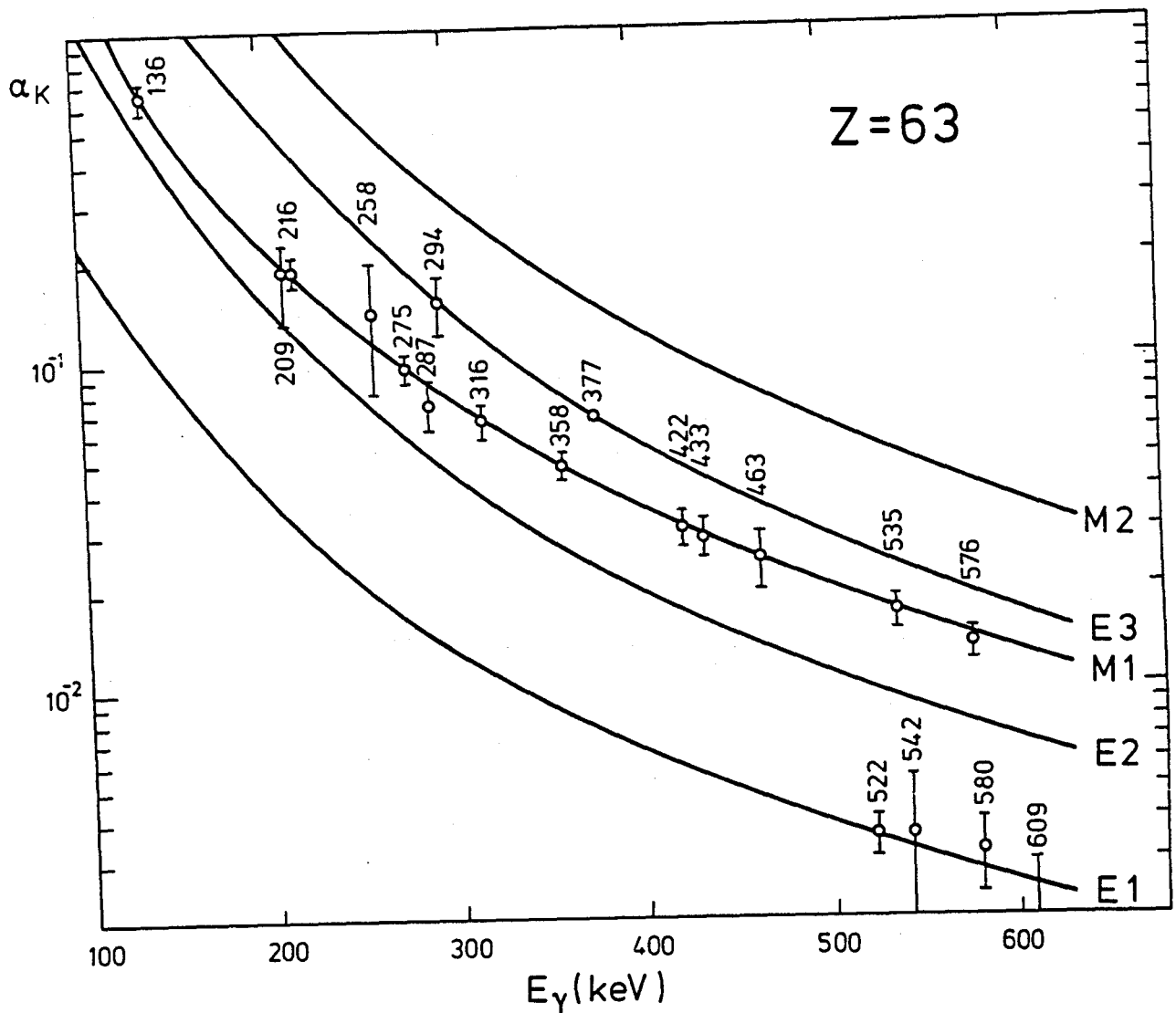


Abb. 12: Vergleich der gemessenen α_K Werte mit theoretischen Konversionskoeffizienten

der stark vorwärts emittierten δ -Elektronen durch eine Blende die Apertur des Spektrometers auf Rückwärtswinkel oberhalb 120° zur Strahlrichtung begrenzt war. Hierdurch wurde das Peak-zu-Untergrundverhältnis wesentlich verbessert. Das wichtigste Resultat dieser Messung ist die Bestimmung der M1 Multipolarität für den intensiven 136 keV Übergang.

Messungen oberhalb 600 keV Elektronenenergie ergaben keine brauchbaren Resultate, da hier aufgrund der mit B_0 anwachsenden Halbwertsbreite die Linien oft nicht aufgelöst werden und das Peak-zu-Untergrundverhältnis sehr ungünstig wird. Hier sind Messungen mit

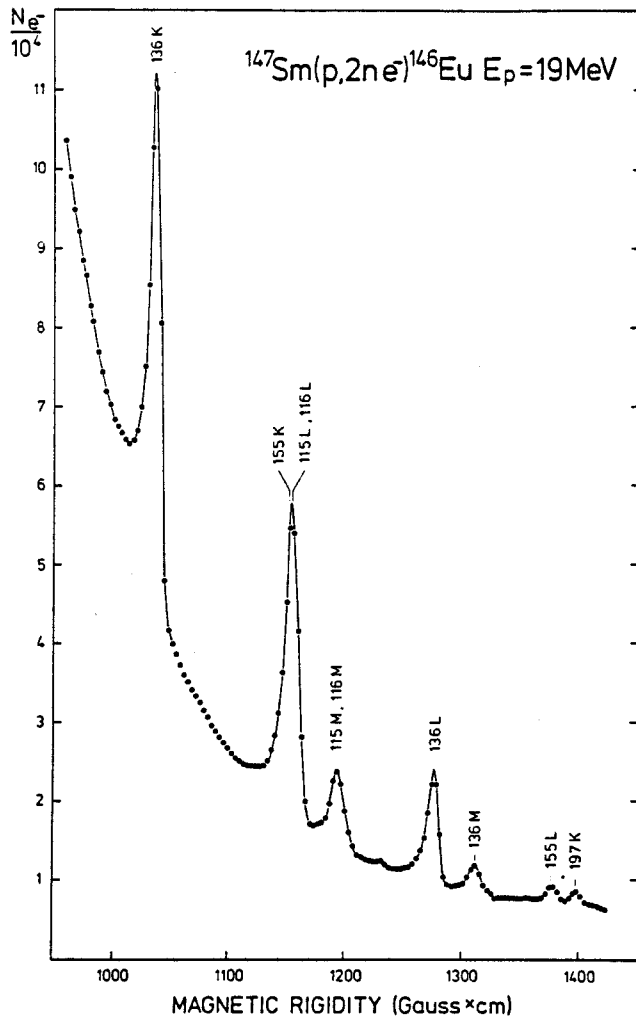


Abb. 13: In beam Elektronenspektrum für niederenergetische Übergänge

Silizium-Halbleiterspektrometern überlegen, die in diesem Energiebereich etwa 2 keV Auflösung erreichen. Für solche Messungen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein supraleitender Solenoidmagnet aufgebaut. Eine Beschreibung des Instruments ist im Anhang 4 gegeben, wo auch die Resultate von Test- und Eichmessungen mit radioaktiven Quellen diskutiert werden. Beim Abschluß dieser Arbeit war der Solenoid am Strahlrohr aufgebaut und die Strahloptik ausgetestet. Erste in-beam Messungen sind vor Ende des Jahres geplant.

f) Halbwertszeitmessungen

1) Grundzustands β -Zerfall

Wie in Kapitel II erwähnt, wurden aufgrund früherer Messungen zwei β -zerfallende Isomere im ^{146}Eu vorgeschlagen, die jedoch nicht bei allen Produktionsreaktionen beobachtet wurden. Da ein eventuell vorhandenes zweites β -zerfallendes Isomer für die Interpretation des Niveauschemas sehr wichtig wäre, wurde der Zerfall des ^{146}Eu genau nachgemessen. Hierfür wurde ein 40 mg/cm^2 dickes ^{147}Sm Metalltarget mit 22.5 MeV Protonen bestrahlt und nach Ende der Bestrahlung die Intensität des 747 keV $2^+ \rightarrow 0^+$ Grundzustandsübergangs im ^{146}Sm Tochterkern über einen Zeitraum von 10 Tagen gemessen.

Die Zerfallskurve in Abb. 14 zeigt keine 38 Stundenkomponente; eine χ^2 Analyse ergibt die obere Grenze bei Beginn der Messung $\frac{I_0(38\text{h})}{I_0(4.5\text{d})} < 0.02$.

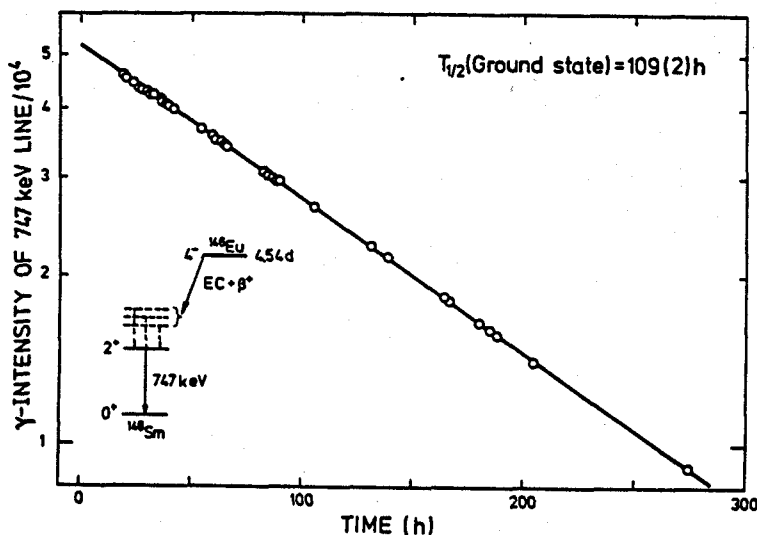


Abb. 14: Halbwertszeitmessung des ^{146}Eu Grundzustand β -Zerfalls.

Diese Grenze ist wesentlich kleiner als der in einem früheren (p,2n) Experiment³³⁾ gefundene Wert $\frac{I_0(38 \text{ h})}{I_0(4.5 \text{ d})} = 0.12$. Aus den Daten von Fig. 14 kann die Existenz eines 38 h ^{146}Eu Isomers ausgeschlossen werden, falls es über den ^{146}Sm 2^+ Zustand zerfällt. Andererseits müßte die 38 h Aktivität $J = 0$ oder 1 haben.

Die in dieser Arbeit gewonnene detaillierte Kenntnis des ^{146}Eu Niveauschemas schließt jedoch die Existenz eines solchen Zustandes und damit der 38 h β -Aktivität mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit aus.

2) Zerfall des 9^+ Isomers

Zur Messung der Isomer-Halbwertszeit wurde der Protonenstrahl durch eine langsamere Pulsung mit axialem Deflektor im Zentrum des Zyklotrons auf eine Impulsfolge von 0.2 ms Pulsdauer und 1 ms Strahlpause gepulst. Während der Strahlpausen wurden 16 γ -Spektren von je 60 μs Dauer im Multispektrummode aufgenommen. Den zeitlichen Abfall der 275 keV Linie zeigt Abb. 15. Das Resultat der Messung $T_{1/2} = 236 \pm 17 \mu\text{s}$, stimmt mit dem früheren Wert³⁸⁾ überein.

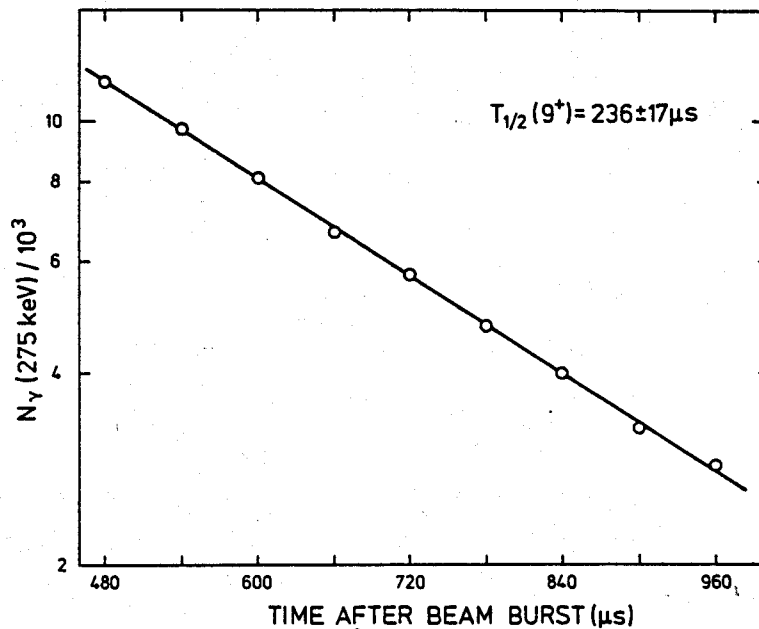


Abb. 15: Halbwertszeitmessung des 666.4 keV 9^+ Isomers gemessen mit einem ms. gepulsten 19 MeV Protonenstrahl. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Kringeln. Der eigentliche Fitfehler beträgt $\pm 3 \mu\text{s}$. Der Fehler $\pm 17 \mu\text{s}$ rührt hauptsächlich von der Totzeitkorrektur her.

3) Zerfall eines ns Yrast Isomers

In den im nächsten Abschnitt beschriebenen Koinzidenzmessungen wurde ein ns Yrast Isomer gefunden und einem 11^- Zustand bei 1769 keV zugeordnet. Das aus den Listmode-Koinzidenzdaten erhaltene $t_{\gamma\text{RF}}$ Zeitspektrum zeigt Abb. 16.

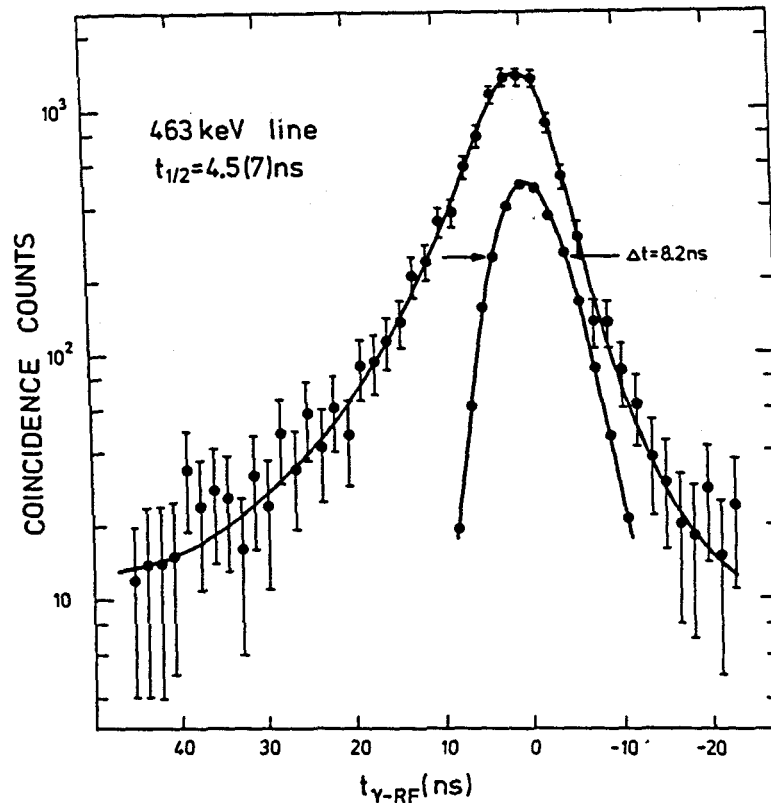


Abb. 16: Verzögertes Koinzidenzzeitspektrum der 463.4 keV Linie zur Ermittlung der Halbwertszeit des 1769 keV 11^- isomeren Zustandes. Die Form des prompten Zeitpeaks für γ -Energien von 400 - 500 keV ist eingezeichnet.

Bei der χ^2 -Auswertung wurde die instrumentelle prompte Zeitauflösung sowie die durch Side-feeding verursachte prompte Komponente berücksichtigt. Die aus der gemessenen Halbwertszeit von $T_{1/2} = 4.5(7)$ ns abgeleiteten Übergangswahrscheinlichkeiten werden in Kapitel VI diskutiert.

g) $\gamma\gamma$ Koinzidenzmessungen

Für die $\gamma\gamma$ in-beam Koinzidenzmessungen wurde eine konventionelle 2 Detektor 4 Parameter (E_{γ_1} , E_{γ_2} , $t_{\gamma\gamma}$, $t_{\gamma_2\text{RF}}$) list-mode Koinzidenzapparatur verwendet, die in Abb. 17 schematisch gezeigt ist.

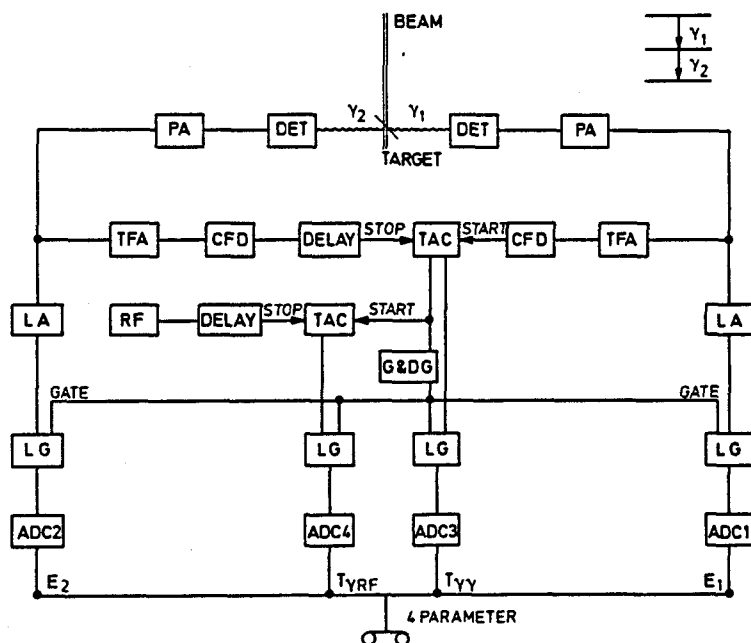


Abb. 17: Blockschaltbild der 4 Parameter Koinzidenzelektronik

Beide Detektoren waren 6 cm vom Target entfernt und bei 125° Rückwärtswinkel aufgestellt. Streukoinzidenzen zwischen den Detektoren wurden durch eine Bleiabschirmung eliminiert. Bei den Koinzidenzmessungen wurden zwei von drei natürlichen Strahlpulsen unterdrückt, wodurch ein Pulsabstand von 141 ns erreicht wurde. Hierbei konnten auch mit großvolumigen Koaxialdetektoren von nicht extrem guter Zeitauflösung sauber von in-beam Ereignissen getrennte off-beam Spektren gemessen werden; die $t_{\gamma\gamma}$ und $t_{\gamma_2\text{RF}}$ Zeitauflösung ohne γ -Energieselektion war < 10 ns FWHM.

Es wurden Koinzidenzexperimente mit verschiedenen Kombinationen von Planar- und Koaxialdetektoren durchgeführt. Speziell zur Untersuchung von niederenergetischen Übergängen im Isomerzerfall wurden

3 Parameterkoinzidenzen mit einem 4 cm^3 Planardetektor während der Strahlpausen bei langsam gepulstem Protonenstrahl gemessen. Für dieses Experiment wurde eine Streukammer mit Mylarfenster benutzt, die einen Target-Detektor Abstand von $\sim 1.5 \text{ cm}$ zuließ. In dieser Messung wurden Koinzidenzen mit den Eu L-Röntgenlinien bei 8 keV einwandfrei beobachtet. Die Figuren 18 - 21 zeigen ausgewählte Koinzidenzspektren, die viele der zur Aufstellung des Niveauschemas benutzten Koinzidenzrelationen enthalten.

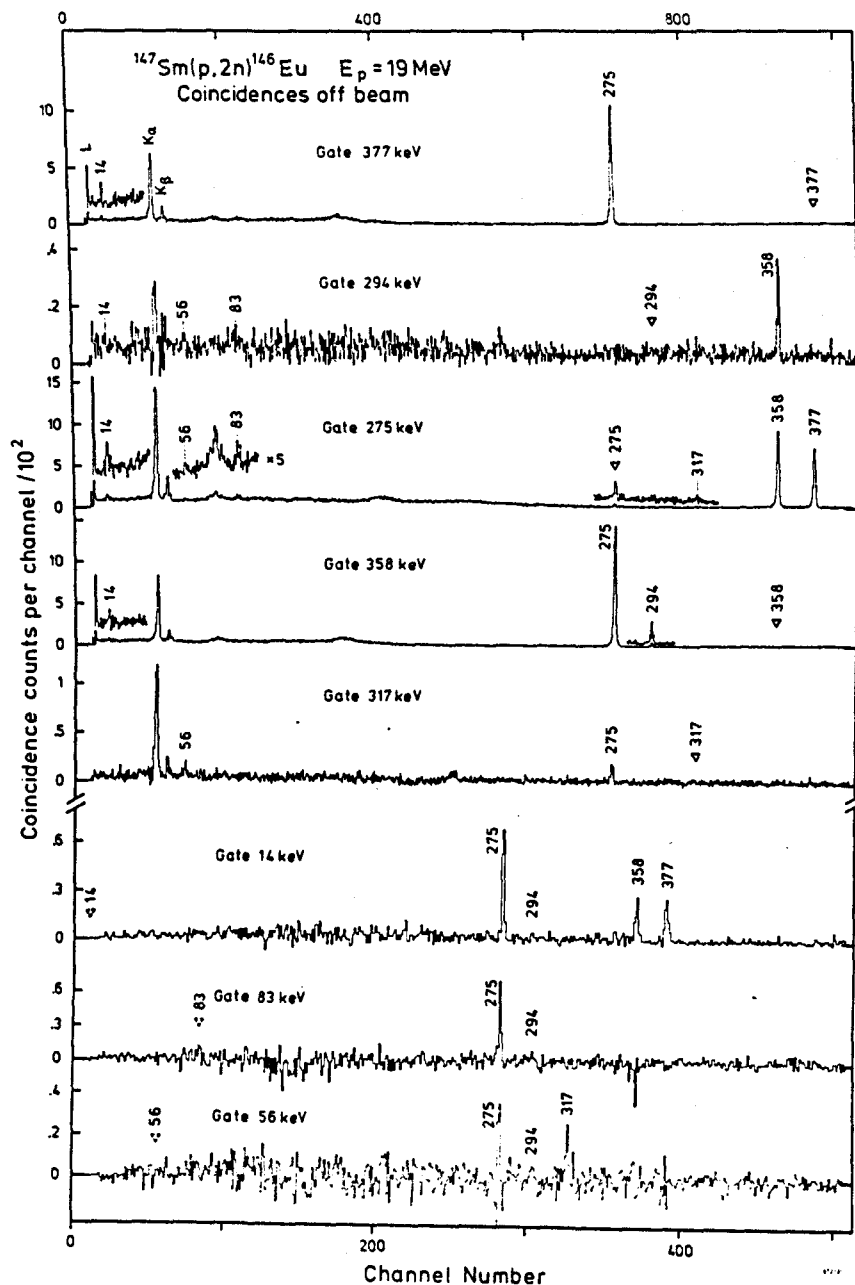


Abb. 18: Off-beam Koinzidenzen gemessen mit langsam gepulstem Strahl. Die unteren drei Spektren sind im großvolumigen Detektor mit Gates auf niederenergetischen Linien im Planardetektor gemessen.

Tabelle 4: Eigenschaften der ^{146}Eu Übergänge gemessen in-beam bei 19 MeV Protonenenergie nach der $^{147}\text{Sm}(p,2n)$ Reaktion

$E_Y^a)$ (keV)	Rel. Gamma Intensität ^{b)}	Winkelverteilungskoeff. $a_k \times 100$		$a_k \times 100$	Multi- ^{c)} polarität	Zuordnung	
		A_2/A_0	A_4/A_0			E_i (keV)	$J_i \rightarrow J_f$
14.5(2) ^d	6(2) ^d			7500(2500) ^d	M1	14.5	$5^- \rightarrow 4^-$
56.2(1)	1.4(3)					372.7	$6^- \rightarrow 5^-$
67.5(1)	5.9(3)					869.8	$7^+ \rightarrow 8^+$
70.0(1)	4.4(3)				E1 ^e	1768.5	$11^- \rightarrow 10^+$
76.5(1)	2.4(3)					498.0	$(2^-) \rightarrow 3^-$
83.2(2)	0.9(2)					372.7	$6^- \rightarrow 6^-$
87.0(2)	5.9(3)					839.6	$2^+, 3^+ \rightarrow 2^+$
90.5(2)	1.8(2)					421.5	$3^- \rightarrow 4^-$
94.6(2)	3.4(3)					934.2	$\rightarrow 3^+$
95.2(2)	4.0(3)					897.5	$\rightarrow 8^+$
113.2(2)	1.9(3)					498.0	$(2^-) \rightarrow 1^-$
114.7(1)	113 (6)	-.03(1)	-.02(1)	63(6)	M1 ^f	114.7	$3^- \rightarrow 4^-$
115.5(1)	49 (3)	+.05(1)	+.04(1)		M1 ^f	230.2	$2^- \rightarrow 3^-$
135.9(1)	79 (4)	-.114(4)	-.002(6)		M1	802.3	$8^+ \rightarrow 9^+$
154.6(1)	20 (1)	-.03(2)	-.00(2)		M1 ^f	384.8	$1^- \rightarrow 2^-$
155 (1)	~ 1					802.3	$8^+ \rightarrow 7^-$
209.4(2)	1.4(1)	-.24(18)	+.06(25)	19(6)	(M1)	1977.9	$(10)^- \rightarrow 11^-$
216.4(2)	29.4(14)	-.04(1)	-.01(1)	19(2)	M1	331.1	$4^- \rightarrow 3^-$
229 (1)	~ 2					1012.6	$(4) \rightarrow 3^-$

258.3(1)	4.1(3)	-.18(13)	-.08(19)	14(6)	M1	2026.8	$12^- \rightarrow 11^-$
267.8(1)	3.0(3)	+.01(18)	-.07(25)			498.0	$(2^-) \rightarrow 2^-$
269 (1)	~ 1					690.7	$3^-, 2^- \rightarrow 3^-$
274.76(5) ^g	316 (45) ^g	-.040(2)	+.001(2)	9.6(9)	M1	289.4	$6^- \rightarrow 5^-$
274.89(7) ^g	79 (16) ^g				M1	647.6	$7^- \rightarrow 6^-$
286.6(2)	3.7(2)	-.09(7)	-.08(10)	7(1)	(M1)	1201.5	$8^+ \rightarrow 7^+$
293.7(1)	4.3(2)	-.04(6)	-.06(8)	15(3)	E3	666.4	$9^+ \rightarrow 6^-$
306.9(2)	1.3(3)					421.5	$3^- \rightarrow 3^-$
316.5(1)	66.8(33)	-.046(6)	-.007(8)	6.6(8)	M1	316.5	$5^- \rightarrow 4^-$
331.1(2) ⁱ	8.0(4)	+.13(4)	+.06(6)			(331.1	$4^- \rightarrow 4^-$
358.2(2) ^h	129 (51)	-.039(3)	+.001(4)	4.8(5)	M1	372.7	$6^- \rightarrow 5^-$
358.2(2) ^h	104 (51)				M1	647.6	$7^- \rightarrow 6^-$
359 (1)	~ 2					1273.9	7^+
368.0(2)	7.3(4)	-.07(5)	+.03(6)	2.7	E1	752.6	$2^+ \rightarrow 1^-$
377.0(1) ^j	100	+.000(6)	+.000(8)	6.72 ^j	E3	666.4	$9^+ \rightarrow 6^-$
383.3(2)	1.6(1)					498.0	$(2^-) \rightarrow 3^-$
399.3(2)	3.7(2)	+.30(12)	+.04(17)			1201.5	$8^+ \rightarrow 8^+$
421.5(1)	38.7(20)	-.04(1)	+.02(2)	3.1(4)	M1	421.5	$3^- \rightarrow 4^-$
427.2(2)	2.1(2)	-.40(17)	+.13(24)			1439.8	
430 (1)	~ 1					1344.7	7^+
432.9(1)	26.3(13)	-.10(2)	-.00(2)	2.9(4)	M1	1235.2	$9^+ \rightarrow 8^+$
457.4(2)	2.7(2)					1327.2	$8^+ \rightarrow 7^+$
460.4(2)	2.0(2)					690.7	$3^-, 2^- \rightarrow 2^-$
463.4(1)	9.4(5)	-.02(5)	-.08(7)	2.5(5)	M1	1698.6	$10^+ \rightarrow 9^+$
475.1(2)	2.4(3)					1344.7	7^+

520 (1)	~ 2			
522.4(1)	20.6(10)	-.05(3)	-.02(4)	.36(5)
528.8(2)	1.5(2)	-.36(26)	-.18(37)	
535.1(1)	13.9(7)	-.12(4)	-.03(5)	1.7(2)
542.3(2)	5.7(3)	-.30(7)	+.01(10)	.36(18)
568.8(2)	8.8(4)	+.19(5)	+.09(6)	
576.0(1)	21.4(10)	+.02(2)	+.03(3)	1.4(2)
580.4(2)	8.8(10) ^k	-.01(4)	-.04(5)	.2(1)
585.1(2)	3.6(2)	+.30(12)	+.06(17)	
609.4(2)	7.4(4)	-.01(7)	-.08(10)	< .3
612.1(2)	2.0(3)			
623.6(2)	12.4(7)	-.04(4)	+.02(6)	.6(1)
625.5(2)	36.4(20) ^l	-.08(1)	+.00(2)	
637.9(2)	2.3(6)			
639.8(2)	4.6(6)			
651.8(2) ^m	~ 3			
660.8(2)	2.7(2)			
679.6(1)	8.8(4)	-.16(1)	+.04(8)	< .24
698 (1)	~ 1			
781.3(2) ⁿ	$\sim 3^n$.55(5)
783.5(2)	20.9(20)	-.02(3)	-.02(4)	
887.1(2)	5.0(4)	+.08(13)	+.14(18)	
901.3(2)	11 (6)	-.11(2)	-.02(3)	
901.6(1)	21 (6)			

	1210.4	$2^-, 3^-$
E1	752.6	$2^+ \rightarrow 2^-$
	901.6	$5 \rightarrow 6^-$
M1	1201.5	$8^+ \rightarrow 9^+$
E1	914.9	$7^+ \rightarrow 6^-$
	1235.2	$9^+ \rightarrow 9^+$
M1	690.7	$3^-, 2^- \rightarrow 3^-$
E1	869.8	$7^+ \rightarrow 6^-$
	901.6	$5 \rightarrow 5^-$
E1	839.6	$2^+, 3^+ \rightarrow 2^-$
	901.6	$5 \rightarrow 6^-$
(M1)	1425.9	8^+
E1	914.9	$7^+ \rightarrow 6^-$
	752.6	$2^+ \rightarrow 3^-$
	1554.7	7^+
	1566.7	7^+
	1327.2	$8^+ \rightarrow 9^+$
E1	1327.2	$8^+ \rightarrow 7^-$
	1070.7	6^-
(E1)	1070.7	6^-
M1	783.5	4^-
	901.6	$5 \rightarrow 5^-$
	1273.9	6^-
	901.6	$5 \rightarrow 4^-$

980.2(2)	5.5(4)	-.06(12)	-.00(17)
984.4(3)	3.1(4)	-.26(26)	-.09(33)
998.1(1)	24.8(15)	-.11(3)	-.03(4)
1028.1(2)	5.8(9)	-.07(12)	-.03(17)
1032.2(2)	5.5(8)	+.33(14)	-.02(19)
1059.0(5)	~ 5		
1067.1(3)	7.5(4)	-.18(8)	+.06(11)
1080.3(2)	3.7(3)	-.27(14)	-.19(20)
1102.1(3)	5.6(8)	-.14(12)	-.28(17)
1108.5(5)	~ 4		
1151.1(3) ^P	15 (1)	-.05(5)	+.02(7)
1164.0(5)	~ 4		

1210.4	2 ⁻
1273.9	6 ⁻
1012.6	(4) → 5 ⁻
1344.7	5 ⁻
1698.6	9 ⁺
1480.5	3 ⁻
1181.8	3 ⁻
1977.9	(10 ⁻)
1768.5	11 ⁻ → 9 ⁺
1439.8	4 ⁻
1480.5	4 ⁻

- a) Auf ± 1 keV genau angegebene Übergänge wurden nur in Koinzidenzspektren beobachtet
- b) Für die Winkelverteilung korrigiert und normiert auf die γ -Intensität der 377 keV E3 Linie. Die summierte γ -Intensität zum Grundzustand beträgt 780(70) Einheiten. (Die Totalintensität des (p,2n) Kanals ist 940(90) Einheiten.)
- c) Angegeben, wenn aus Konversionsdaten bestimmt.
- d) Nur im off-beam Spektrum beobachtet. Der Konversionskoeffizient ist α_{tot} , bestimmt aus der Intensitätsbalance ($\alpha_{\text{tot}}^{\text{E1}} = 10$, $\alpha_{\text{tot}}^{\text{E2}} = 16000$, $\alpha_{\text{tot}}^{\text{M1}} = 88$).
- e) Aus der Intensitätsbalance im (α ,p4n) Experiment
- f) Von Ref. 42
- g) Energien und Intensitäten der Einzelkomponenten aus der Kristalldiffraktometermessung.
- h) Unaufgelöstes Dublett mit 130 eV Energieunterschied der Komponenten. Einzelintensitäten abgeschätzt aus Vergleich der off-beam Intensitäten von Tabelle 5, dem 358 zu 274.9 keV Verzweigungsverhältnis und den in-beam Intensitäten der Übergänge zum 7^- und 6_1^- Zustand (vgl. Anhang 2).
- i) Wahrscheinlich Multiplett, enthält möglicherweise $4^- \rightarrow 4^-$ Grundzustandsübergang
- j) E3 Multipolarität unabhängig vom K/L Verhältnis bestimmt. Benutzt zur Normierung von e^- - und γ -Intensitäten.
- k) Korrigiert für 37 % Beimischung der 580.2 keV E2 Linie in ^{147}Eu . A_2 und A_4 nicht korrigiert
- l) Korrigiert für 7 % Beimischung der 625.3 keV E3 Linie in ^{147}Eu . A_2 und A_4 nicht korrigiert
- m) Korrigiert für 45 % Beimischung der 651.7 keV $17/2^- \rightarrow 15/2^-$ Linie in ^{147}Sm
- n) Komplexe Linie im Einzelspektrum. Intensität aus den Koinzidenzdaten abgeschätzt.
- p) Identifiziert als ^{146}Eu Linie

Tabelle 5: Off-beam γ -Intensitäten und berechnete Gesamtintensitäten der im Zerfall des ^{235}U Isomers emittierten Übergänge.

E_γ (keV)	Gamma Intensi- tät ^{a)}	Multi- polarisi- tät ^{b)}	$\alpha_{\text{tot}} \times 10^2$ ^{c)}	Gesamt- intensi- tät	Zuordnung E_i $J_i \rightarrow J_f$
14.5(2)	13(4)	M1	8800	990	14 $5_1^- \rightarrow 4_1^-$
18.8	-	(M2)	756700	501	666 $9^+ \rightarrow 7^-$
56.2(1)	1.0(1)	(M1)	1000	11(1)	373 $6_2^- \rightarrow 5_2^-$
83.2(2)	<1	(M1)	320	~ 4	373 $6_2^- \rightarrow 6_1^-$
274.76(5) ^{d)}	880 ^{e)}	M1	11.4	978	289 $6_1^- \rightarrow 5_1^-$
274.89(5) ^{d)}		M1		648	$7^- \rightarrow 6_2^-$
293.7(1)	17(1)	E3	25.5	21(1)	666 $9^+ \rightarrow 6_2^-$
316.5(1)	10(1)	M1	7.70	11(1)	316 $5_2^- \rightarrow 4^-$
358.2(2) ^{e)}	484 ^{e)}	M1	5.56	511	648 $7^- \rightarrow 6_1^-$
		M1		373	$6_2^- \rightarrow 5_1^-$
377.0(1)	435	E3	10.0	478	666 $9^+ \rightarrow 6_1^-$

a) Normiert auf 1000 Isomerzerfälle. Intensitätsfehler, wie angegeben, oder 5 %.

b) Eingeklammert, wenn nicht durch direkte Messung bestimmt.

c) Theoretische Werte von Ref. 50

d) Liniendublett, nur in der in-beam Kristalldiffraktometermessung aufgelöst

e) unaufgelöstes Dublett. Die aus off-beam Koinzidenzspektren erhaltenen Einzelintensitäten der Dublettkomponenten (Anhang 3) sind

$$\frac{I(274.76, 6_1^- \rightarrow 5_1^-)}{I(274.89, 7^- \rightarrow 6_2^-)} = 5(3) \quad \text{und} \quad \frac{I(358.2, 7^- \rightarrow 6_1^-)}{I(358.2, 6_2^- \rightarrow 5_1^-)} = 2(1)$$

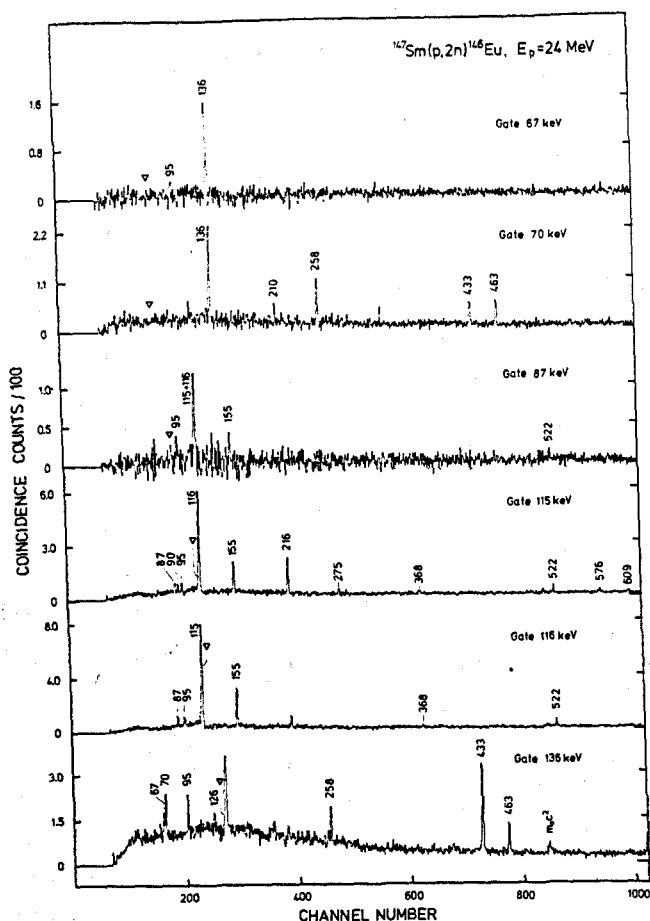


Abb. 21: Einige Beispiele der in beam Koinzidenzspektren für niederenergetische Übergänge, gemessen im 12 cm^3 Planardetektor

h) $^{147}\text{Sm}(\alpha, p4n)$ Messung

Zusätzliche Daten über ^{146}Eu Hochspinzustände wurden aus einer Messung der $(\alpha, p4n\gamma)$ Reaktion bei 77 MeV gewonnen, die etwa dreimal mehr Drehimpuls auf den Compoundkern überträgt als die $(p,2n)$ Reaktion. Allerdings ist der $(\alpha, p4n)$ Ausgangskanal nur sehr schwach, was die Brauchbarkeit dieser Reaktion einschränkt. Die Resultate waren trotzdem nützlich, da sie mehrere in den $(p,2n)$ Messungen nur sehr schwach gesehene Zustände bestätigten und außerdem weitere Yrast-Zustände festlegten.

Es wurden sowohl Koinzidenzen wie auch Winkelverteilungen gemessen. Besonders die Winkelverteilungsergebnisse waren wertvoll, da nach der $(\alpha, p4n)$ Reaktion die Kerne besser ausgerichtet sind. Die wesentlichen Ergebnisse dieser Messungen sind in Tabelle 6 zusammengefaßt. Ein wichtiges Ergebnis ist die Identifizierung eines im $(p,2n)$ Experiment nicht gesehenen schwachen 966 keV isomeren Übergangs, dessen Multipolarität durch die Winkelverteilung als E3 festgelegt wird.

Tabelle 6: Gamma-Übergänge, beobachtet in der $^{147}\text{Sm}(\alpha, p4n)^{146}\text{Eu}$ Reaktion bei $E_{\alpha} = 77 \text{ MeV}$

E_{γ} (keV)	Gamma Intensität (a)	Winkelverteilungskoeffizienten	
		A_2/A_0	A_4/A_0
70.0(1)	25(3)	-.20(10)	0(20)
125.8(1)	41(4)	-.15(2)	-.05(3)
136.0(1)	34(3)	-.15(3)	-.01(4)
258.3(1)	61(6)	-.21(2)	-.01(2)
285.5(1)	60(6)	-.07(2)	-.00(3)
432.9(1)	48(9)	-.13(3)	+.04(3)
434.5(3)	57(9)	+.03(3)	+.04(4)
463.4(1)	35(4)	-.09(4)	-.01(5)
513 (1)	$\sim 20^b$		
966.3(3)	6(1)	+.51(21)	+.13(20)
1032.3(2)	20(2)	+.20(8)	-.05(10)
1102.3(2)	30(3)	-.10(6)	-.16(8)
1439.2(2)	59(6)	+.28(4)	-.08(5)

a) normiert auf $I_{\gamma}(377 \text{ keV}) = 100$

b) abgeschätzt aus Koinzidenzdaten

IV. Niveauschema und Spin-Paritäts-Zuordnungen

Aus den Resultaten der oben beschriebenen Messungen wurde das in Fig. 22 gezeigte ^{146}Eu Niveauschema aufgestellt. Die hierfür wesentliche Literaturinformation war der zu $J = 4$ gemessene Grundzustandspin⁴⁰⁾ sowie die Kenntnis, daß sechs der in der $(p,2n)$ Reaktion bevölkerten Zustände auch im ^{146}Gd β -Zerfall^{31,43)} angeregt werden und deshalb niederen Spin haben müssen.

Der für den weiteren Aufbau des Termschemas wesentlichste Teil war die etwas schwierige Aufklärung des 9^+ Isomerzerfalls⁴⁴⁾, in dem zwei intensive Dublettlinien auftreten, deren Komponenten nur 130 eV getrennt sind; außer mit dem Kristalldiffraktometer konnten sie nicht aufgelöst werden (vgl. Kapitel III d). Die mit langsam gepulstem Strahl gemessenen off-beam Koinzidenzen der Fig. 18 enthalten die Koinzidenzbeziehungen des Isomerzerfalls.

Die beiden isomeren 377 und 294 keV E3 Übergänge legen zwei 6^- Niveaus fest, die ihrerseits durch intensive M1 Übergänge von 275 und 358 keV zu einem 5^- Zustand zerfallen. Die intensive 275 - 358 keV und die schwache 275 - 275 keV Koinzidenzbeziehung legt ein weiteres Niveau 19 keV unterhalb des Isomerzustandes fest, was auch durch die Koinzidenz einer schwachen $6^- \rightarrow 6^-$ 83 keV Linie mit der 275 keV Strahlung bestätigt wird. Der Energieabstand dieses neuen Niveaus von den beiden 6^- Zuständen ist identisch mit den beiden 6^- nach 5^- Differenzen. Die erwähnte 275 - 275 keV Koinzidenz belegt die Dublettnatur dieser Linie, und die in den Koinzidenzspektren (Fig. 18, 294 und 316 keV Gates) gemessenen Intensitätsverhältnisse fordern Dublettcharakter auch für die 358 keV Linie. Aus diesen Koinzidenzintensitätsverhältnissen, die im Anhang 2 analysiert sind, lassen sich die Intensitäten der Einzelkomponenten wie sie in Tabelle 5 und Figur 22 gezeigt sind, bestimmen. Das in der in-beam Kristalldiffraktometermessung gefundene Intensitätsverhältnis der beiden 275 keV Komponenten legt die niederenergetische 274.8 keV Komponente als $6_1^- \rightarrow 5_1^-$ Übergang fest. Unabhängig hiervon erkennt man dies aus der Detailanalyse des Koinzidenzspektrums mit der 275 keV-Linie in Fig. 19. In der hochenergetischen Flanke der Dublettlinie steigt

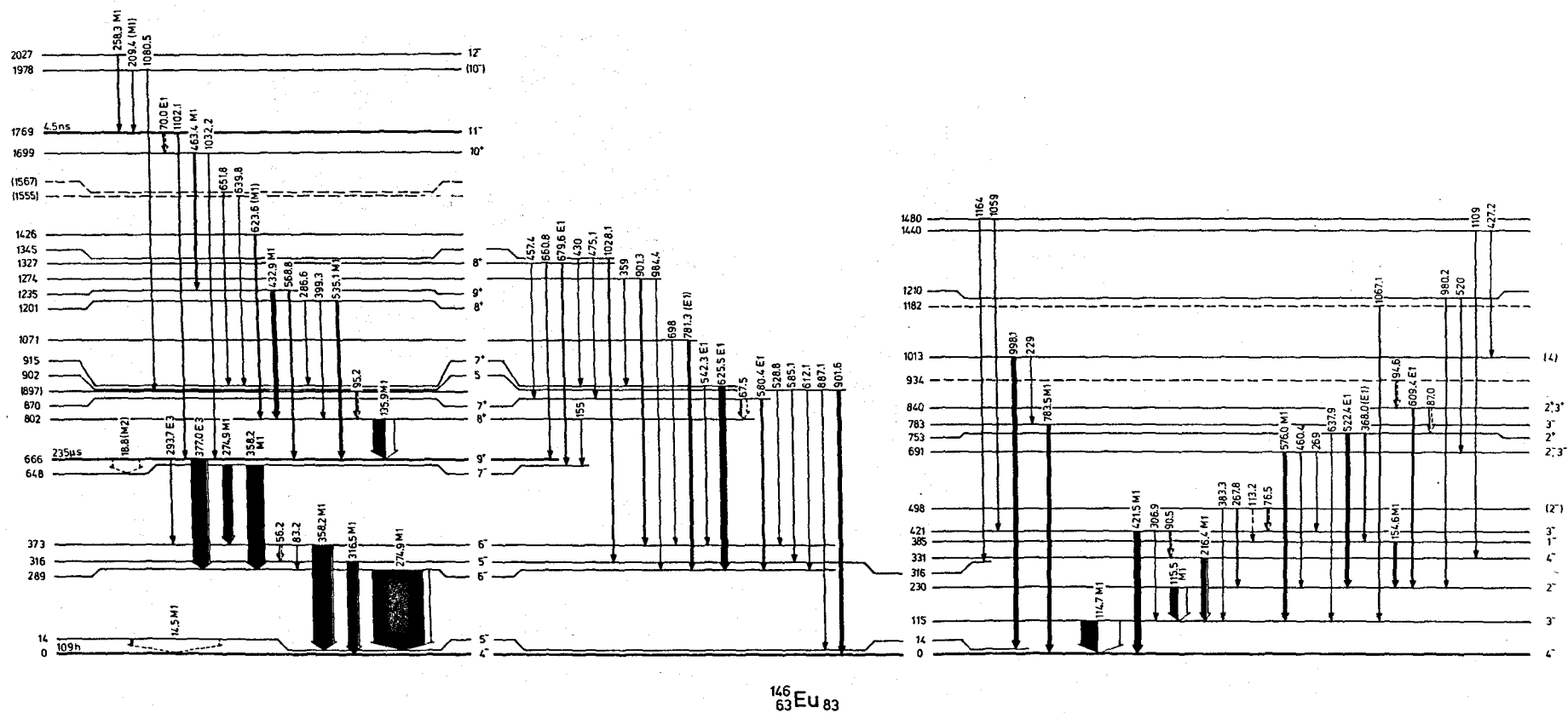


Abb. 22: Energieniveaus in ^{146}Eu angeregt in der $^{147}\text{Sm}(p,2n)$ Reaktion bei 19 MeV. Durch Konversionsdaten bestimmte Übergangsmultipolaritäten sind angegeben. Gestrichelte Konversionselektronintensitäten sind indirekt bestimmt.

im Koinzidenzspektrum die Intensität der 358 keV Linie relativ zur 377 keV Linie an, was nur mit der vorgeschlagenen Plazierung verträglich ist.

Die Intensitätsbalance des Isomerzerfalls erfordert die Existenz eines nicht beobachteten isomeren M2 Übergangs von 19 keV, woraus sich $J^\pi = 7^-$ für den Zustand unterhalb des Isomers ergibt. Die Existenz dieses Übergangs ist auch nachgewiesen durch die intensive L-Röntgenstrahlung in Koinzidenz mit den 275 und 358 keV Linien (Fig. 18), die im 377 keV gate nicht beobachtet wird. In Koinzidenz mit den drei stärksten Linien ist eine 14 keV Linie, die den tiefliegenden 5^- Zustand mit dem 4^- Grundzustand verbindet, und deren M1 Multipolarität aus der Intensitätsbalance folgt (vgl. Tabelle 4). Eine Bestätigung dieser Niveauanordnung erhält man durch die schwache 56 - 316 keV Kaskade, die das obere 6^- Niveau mit dem Grundzustand verbindet. Der Vergleich der off-beam und in-beam Intensitäten bestimmt die Übergangsfolge und legt einen 5^- Zustand bei 316 keV fest, womit der 9^+ Isomerzerfall vollständig aufgeklärt ist.

Auch die anderen ^{146}Eu Niveaus, die nicht im 9^+ Zerfall bevölkert werden, sind ausnahmslos durch Koinzidenzbeziehungen festgelegt. Fast alle Niveaus sind durch mehr als einen Übergang definiert und können daher durch in Koinzidenzen verifizierte Summenrelationen bestätigt werden. Wo dies nicht der Fall ist, d. h. nur ein Übergang die Anregungsenergie festlegt, ist das Niveau in Fig. 22 gestrichelt.

Die Übergänge von 902 und 887 keV zum Grund- und 14 keV Zustand, sowie die 661 und 535 keV Linien zum 9^+ Isomer, wurden aufgrund des Energiefits eingeordnet; der Verlauf ihrer Anregungsfunktionen ist mit der jeweiligen Einordnung verträglich. Sämtliche anderen γ -Übergänge des Schemas wurden in Koinzidenzspektren gesehen.

Für die Zuordnung der Spins war in einigen Fällen die Information aus der Anregungsfunktion hilfreich. Wie die Figur 23 zeigt, ist deren Verlauf stark abhängig vom Spin des emittierenden Zustandes.

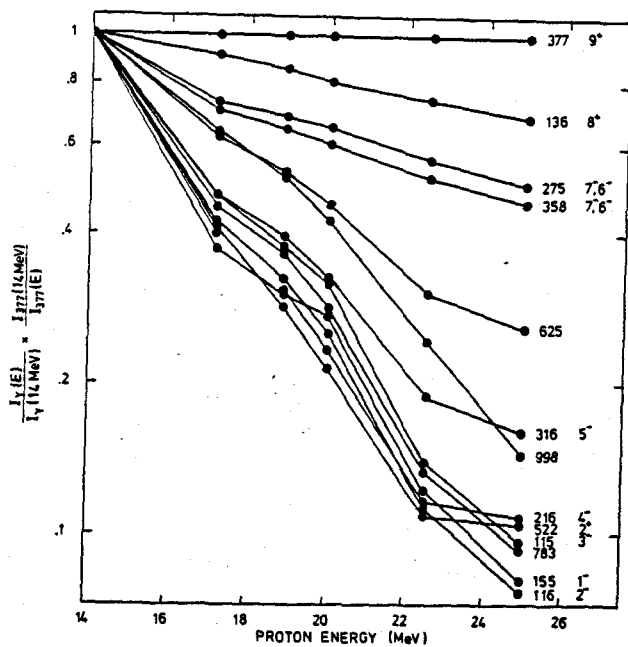


Abb. 23: Relative (p,2n) Anregungsfunktionen ausgewählter γ -Übergänge in ^{146}Eu mit J^π Werten der emittierenden Niveaus.

Da der Verlauf außerdem von der Anregungsenergie in komplizierter Weise abhängt, ist die Bestimmung des genauen Spin-Werts oft nicht möglich; es ergeben sich jedoch verlässliche Hinweise für den Vergleich der Spins benachbarter Niveaus.

Aus in-beam Koinzidenzen mit den γ Linien von 275, 316 und 358 keV ergeben sich mehrere Niveaus oberhalb des 9^+ Isomers, die zum Teil auch zum Isomer zerfallen. Koinzidenzen mit diesen Übergängen zum 9^+ Isomer legen die höheren Niveaus fest.

Aus den (p,2n) Daten können die in der Figur 22 angegebenen Spins und Paritäten bis zum 10^+ Zustand bei 1699 keV eindeutig bestimmt werden. Für die höher liegenden Niveaus ergeben sich die Spins und Paritäten aus der (α ,p4n) Messung, die außerdem vier weitere Zustände bis zu einer Anregungsenergie von 3 MeV festlegt. Das aus diesen Daten konstruierte Niveauschema zeigt die Figur 24.

Sämtliche im ^{146}Gd β -Zerfall angeregten Niveaus (rechts in Fig. 22) wurden in der (p,2n) Reaktion ebenfalls gesehen und deren Spin-Paritäten festgelegt oder bestätigt. Die in-beam Daten legen außer-

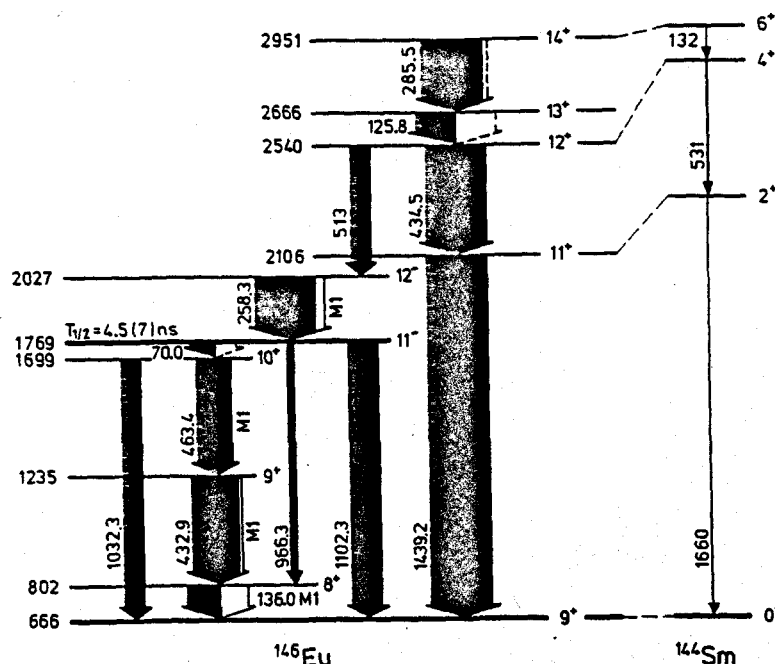


Abb. 24: Durch $(\alpha, p4n)$ Messungen identifizierte Hochspinzustände in ^{146}Eu verglichen mit den 2 Protonen-Loch (0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+) Zuständen im ^{144}Sm .

dem ein neues 4^- Niveau bei 331 keV fest, sowie neun neue Niveaus oberhalb 700 keV, für die jedoch größtenteils keine eindeutigen Spinwerte bestimmt werden konnten. Die γ -Zerfallsdaten begrenzen deren Spins auf $J < 5$.

Die relativ starke Anregung der Zustände mit niedrigem Spin und von Niveaus oberhalb der Yrast Linie ist eine charakteristische Eigenschaft der $(p, 2n)$ Reaktion bei 19 MeV. Sie ist für das Studium von Zwei-Nukleon Multipletts, die sich über mehrere Spins erstrecken, besonders nützlich: Der sehr hohe Anteil des $(p, 2n)$ Ausgangskanals vom Gesamtcompoundquerschnitt ermöglichte es, auch sehr schwache Übergänge mit einer Intensität von nur 0.1% des Ausgangskanals einzuordnen.

V. Proton-Neutron Multipletts

a) Zuordnungskriterien

Die Zuordnung der ^{146}Eu Anregungszustände zu spezifischen Proton-Neutron Multipletts ist nicht trivial, weil die benachbarten ungeraden Einteilchennuklide ^{145}Eu und ^{147}Gd nicht stabil sind und deshalb die ^{146}Eu -Zustände nicht durch Ein-Nukleon Transferreaktionen identifiziert werden können. Man ist daher auf die Energiesystematik der Zweinukleonenmultipletts sowie auf spezifische γ -Zerfallsdaten angewiesen.

Zunächst erwartet man für die relative Lage der Multipletts zueinander wie erwähnt dieselbe Energiefolge wie für die Einteilchen-niveaus in den benachbarten ungeraden Kernen ^{145}Eu und ^{147}Gd .

Diese sind in Figur 25 gezeigt, woraus man erkennt, daß die tief-liegenden Multipletts im ^{146}Eu hauptsächlich das $2f_{7/2}$ Neutron enthalten.

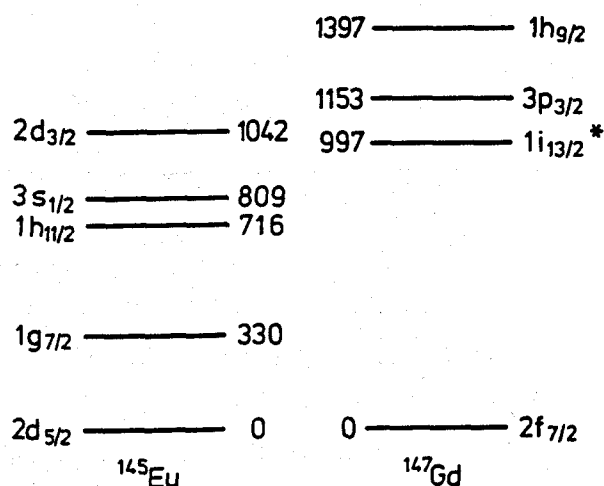


Abb. 25: Experimentelle Einteilchenspektren der zwei ^{146}Eu benachbarten Einteilchenkerne. Der $i_{13/2}$ Zustand im ^{147}Gd enthält eine starke $\nu f_{7/2} \times 3^-$ Beimischung.

Ein zweites wichtiges Kriterium ist der generelle Verlauf der Zwei-Nukleon Multipletts, d. h. die Größe der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung als Funktion des Kopplungsspins J . So erwartet man bei Teilchen-Loch Multipletts die extremen J -Werte, die nahezu paralleler oder antiparalleler Kopplung der Nukleonen entsprechen, bei höherer Anregungsenergie als die Multipliettmitglieder von mittlerem J -Wert. Im Teilchen-Teilchenfall sind die relativen Energien umgekehrt. Schematisch ist dies in Fig. 26 gezeigt.

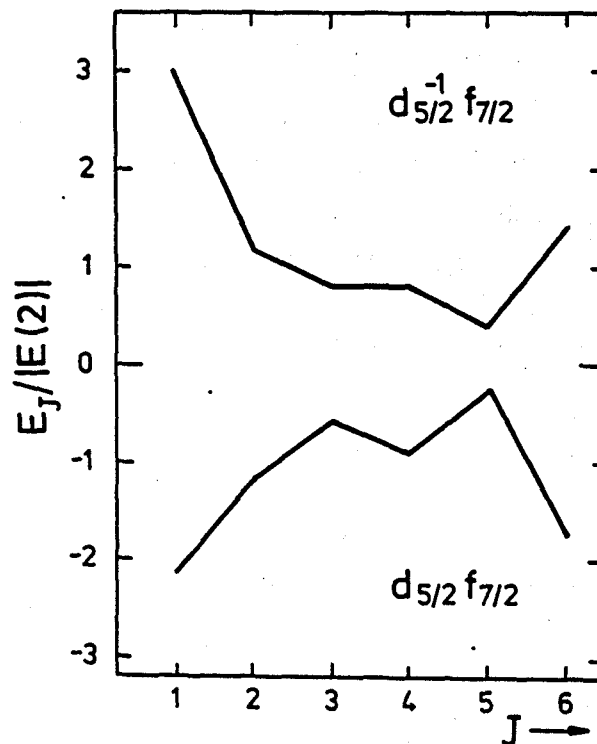


Abb. 26: Die Aufspaltung des $d_{5/2}^{-1} f_{7/2}$ Teilchen-Loch (oben) Multipletts berechnet mit einer reinen δ Kraft. Der Nullpunkt der Energieskala ist der aus den Kernmassen abgeleitete Energiewert E_0 ohne Restwechselwirkung. Die Restwechselwirkung E_J ist aufgetragen in Einheiten der mittleren Zweiteilchenwechselwirkungsenergie $E(2) = (\sum (2J+1) E_J) / (\sum (2J+1))$, die für das Multipliett charakteristisch ist.

Hier wurde die Aufspaltung des $d_{5/2} f_{7/2}$ Multipletts gerechnet für eine reine δ Kraft, die die Nukleon-Nukleon Wechselwirkung näherungsweise wiedergibt. Die Figur zeigt außerdem im ganzen attraktive Wechselwirkung für Teilchen-Teilchen Multipletts, d. h. ein Absenken der Anregungsenergien relativ zum Energiewert E_0 der aus den Einteilchenenergien erwartet wird, während das umgekehrte für den Teilchen-Lochfall gilt.

Schließlich ergeben die gemessenen M1 γ -Intensitäten Hinweise für die Konfigurationszuordnung. Im Gegensatz zu den erlaubten Intramultiplettübergängen sind im ^{146}Eu nahezu alle Intermultiplett M1 Übergänge ℓ -verboten und sollten deshalb viel schwächer sein. Da jedoch die Zustände verschiedener Multipletts sich miteinander vermischen, wird diese Regel oft stark abgeschwächt. Die an sich wichtige Voraussage des Schalenmodells für die relativen M1 Stärken von Intramultiplett-Übergängen konnte leider nicht ausgenutzt werden, da im Teilchen-Lochfall solche Verzweigungen im Zerfall eines Niveaus fast nie möglich sind und in den wenigen im ^{146}Eu auftretenden Fällen die Genauigkeit der Daten für diese niederenergetischen Linien begrenzt ist.

Mit Hilfe der obigen Kriterien können die meisten ^{146}Eu Zustände den folgenden Zweiteilchenmultipletts zugeordnet werden

$\pi 2d_{5/2}^{-1} \nu 2f_{7/2}$	(α)
$\pi 1g_{7/2}^{-1} \nu 2f_{7/2}$	(β)
$\pi 1h_{11/2} \nu 2f_{7/2}$	(γ)
$\pi 2d_{3/2} \nu 2f_{7/2}$	(δ)
$\pi 2d_{5/2}^{-1} \nu 1i_{13/2}$	(α')
$\pi 1g_{7/2}^{-1} \nu 1i_{13/2}$	(β')

Während für die tiefliegenden Niveaus die Konfigurationen relativ sicher bestimmt werden können, sind die Zuordnungen für höherliegende Zustände oft etwas spekulativ, was in den folgenden Abschnitten im einzelnen diskutiert wird. Zur Vereinfachung der Terminologie wird gelegentlich die Konfiguration mit den obigen Symbolen charakterisiert.

b) Die $\pi 2d_{5/2}^{-1} \nu 2f_{7/2}$ und $\pi 1g_{7/2}^{-1} \nu 2f_{7/2}$ Multipletts

Von den sechs Zuständen, die im Zerfall des 9^+ Isomers bevölkert werden, ordnet man den 4^- Grundzustand und den 14 keV 5^- Zustand der $d^{-1}f$ Konfiguration zu, während der 316 keV 5^- und der 648 keV 7^- Zustand zum $g^{-1}f$ Multiplett gehören müssen. Wie erwartet ist der maximal ausgerichtete $(d^{-1}f)6^-$ Zustand energetisch angehoben und ist deshalb wenig separiert von den Zuständen mittleren Spins der $(g^{-1}f)$ Konfiguration. Es ist deshalb nicht von vornherein klar, wie die beiden 6^- Zustände bei 289 und 373 keV zuzuordnen sind. Eine Konfigurationszugehörigkeit ergibt sich jedoch aus dem Vergleich der isomeren E3 Übergänge zu diesen beiden Niveaus, deren Eigenschaften in Tabelle 7 angegeben sind.

Tabelle 7: Übergangsstärken der drei isomeren Übergänge des 9^+ Niveaus

E_γ (keV)	Multi- polari- tät	Totale Intensität (%)	Partielle γ - Halbwertszeit $T_{1/2}^{\text{exp}}$ (sec)	$T_{1/2}^{\text{sp}}/T_{1/2}^{\text{exp}}$ (W.U.)	reduzierte Übergangs- wahrschein- lichkeit
18.8(2)	M2	50.1(3)	$3.6(1)10^0$	0.14(1)	$6.4(4) \mu^2 \text{fm}^2$
293.7(1)	E3	2.1(2)	$1.4(1)10^{-2}$	0.36(3)	$470(70) e^2 \text{fm}^6$
377.0(1)	E3	47.8(3)	$5.4(1)10^{-4}$	1.58(3)	$2100(300) e^2 \text{fm}^6$

Da die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit des 377 keV Übergangs erheblich größer ist als die für den 294 keV Übergang, ordnet man den unteren 6^- Zustand hauptsächlich der $(d^{-1}f)$ Konfiguration zu, da ein $h_{11/2} \rightarrow g_{7/2}$ E3 Übergang aufgrund des Spinflips behindert sein sollte. Daß jedoch der 294 keV Übergang mit $\sim 23\%$ der Stärke des 377 keV Übergangs stattfindet, weist darauf hin, daß die beiden 6^- Zustände gemischt sind. Ein ähnliches Resultat ergibt sich aus zwei Verzweungsverhältnissen von M1 Übergängen. Weil der $(g^{-1}f)7^-$ Zustand ungemischt ist, sollte der $7_\beta^- \rightarrow 6_\beta^-$ Übergang stärker sein als der konkurrierende $7_\beta^- \rightarrow 6_\alpha^-$ Übergang. Das gemessene Verhältnis R

der reduzierten Übergangsstärken $R(7_{\beta}^{-} \rightarrow 6_{\beta}^{-}/7_{\beta}^{-} \rightarrow 6_{\alpha}^{-}) =$

$$\frac{I_{\gamma}(7_{\beta}^{-} \rightarrow 6_{\beta}^{-})}{I_{\gamma}(7_{\beta}^{-} \rightarrow 6_{\alpha}^{-})} \left(\frac{E_{\gamma}(7_{\beta}^{-} \rightarrow 6_{\alpha}^{-})}{E_{\gamma}(7_{\beta}^{-} \rightarrow 6_{\beta}^{-})} \right)^3 = \frac{79(16)}{104(50)} \left(\frac{358 \text{ keV}}{275 \text{ keV}} \right)^3 = 1.7(8)$$

bevorzugt die obige Zuordnung; da jedoch die 358 keV Intensität nur indirekt bestimmt ist, ist der Fehler relativ groß. Schließlich bestätigt auch der Zerfall des 373 keV 6^{-} Niveaus dessen vorwiegenden $g^{-1}f$ Charakter, da

$$R(6_{\beta}^{-} \rightarrow 5_{\beta}^{-}/6_{\beta}^{-} \rightarrow 5_{\alpha}^{-}) = \frac{1.4(3)}{129(51)} \left(\frac{358 \text{ keV}}{56 \text{ keV}} \right)^3 = 2.8(1.1)$$

ist.

Von den rechts in Fig. 22 gezeichneten Niveaus mit $J^{\pi} = 3^{-}$ und $J^{\pi} = 2^{-}$ gehören die tiefliegenden bei 115 und 230 keV zum $d^{-1}f$ Multiplett, die bei 421 und 498 keV zur $g^{-1}f$ Konfiguration, deren 4^{-} Zustand bei 331 keV identifiziert wurde. Die folgenden Verzweungsverhältnisse bestätigen diese Zuordnungen

$$R(3_{\beta}^{-} \rightarrow 4_{\beta}^{-}/3_{\beta}^{-} \rightarrow 4_{\alpha}^{-}) = \frac{1.8(2)}{38.7(20)} \left(\frac{421 \text{ keV}}{90 \text{ keV}} \right)^3 = 4.7(5)$$

$$R(2_{\beta}^{-} \rightarrow 3_{\beta}^{-}/2_{\beta}^{-} \rightarrow 3_{\alpha}^{-}) = \frac{2.4(3)}{1.6(1)} \left(\frac{383 \text{ keV}}{76 \text{ keV}} \right)^3 = 189(24)$$

Es wurde nur ein 1^{-} Zustand gefunden, bei 385 keV, und da er nur über einen Übergang (155 keV) zerfällt, muß er aufgrund von Energieargumenten zugeordnet werden. Aus den ^{146}Gd β -Zerfallsdaten⁴³⁾ folgt, daß der zweite 1^{-} Zustand, sowie der 0^{-} Zustand der $g^{-1}f$ Konfiguration, oberhalb von 900 keV liegen müssen. Diese Anregungsenergie ist für den(nicht extrem gekoppelten) $(g^{-1}f)1^{-}$ Zustand auszuschließen, weshalb das beobachtete 385 keV 1^{-} Niveau dieser Konfiguration zugeordnet wird. Die für ein Teilchen-Loch Multiplett etwas unerwartet niedrige Anregung deutet auf Beimischung eines höherliegenden 1^{-} Zustandes hin.

Die Zerfallsdaten für die höherliegenden Zustände erlauben nur für den 1210 keV Zustand ein $J^\pi = 1^-$ Assignment. Seine Energie ist mit obigen Betrachtungen verträglich, er wird deshalb - spekulativ - als Kandidat für $(d^{-1}f)1^-$ vorgeschlagen. Die Daten geben keinen Hinweis für das erwartete $(g^{-1}f)0^-$ Niveau.

c) Die $\pi 1h_{11/2} \nu 2f_{7/2}$ und $\pi 2d_{5/2}^{-1} \nu 1i_{13/2}^*$ Multipletts

Das Isomer wurde schon früher als $(hf)9^+$ Zustand interpretiert, für den man stark attraktive Restwechselwirkung erwartet. Für keine andere Konfiguration in diesem Gebiet ist ein abgesenkter 9^+ Zustand möglich. 9^+ Zustände dieser Konfiguration sind auch im ^{148}Eu (51) und $^{148,150}\text{Tb}$ (6,52) und ^{150}Ho (14) bekannt; in den drei letztgenannten Kernen zerfallen sie durch EC und β^+ Zerfall. Die Zuordnung im ^{146}Eu wird unterstützt durch den Vergleich der $B(E3)$ und $B(M2)$ Werte des Zerfalls (Tabelle 7) mit den entsprechenden Übergängen in den Nachbarkernen³⁰⁾ (Figur 27). Da in den doppelt ungeraden Kernen die isomeren Übergänge maximal ausgerichtete Konfigurationen mit dem $2f_{7/2}$ Neutron verbinden, entsprechen die Übergangsstärken direkt einander (Wigner Eckart Theorem). Vor allem die $B(M2)$ Werte ändern sich sehr regelmäßig mit der Neutronenzahl, womit der ^{146}Eu Wert in Einklang ist.

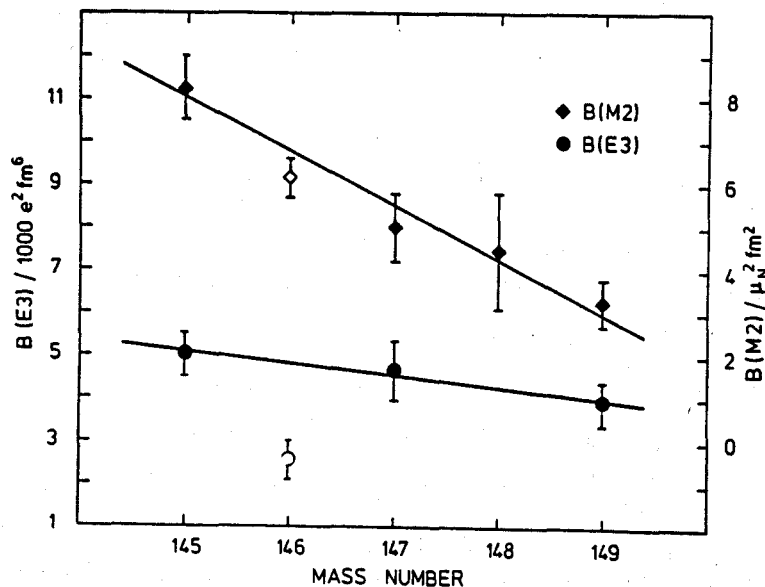


Abb. 27: Systematik der gemessenen $B(M2; \pi 1h_{11/2} \rightarrow \pi 1g_{7/2})$ und $B(E3; \pi 1h_{11/2} \rightarrow \pi 2d_{5/2})$ Werte in den Eu Kernen. Für ^{146}Eu ist die Summe der 377 und 294 keV E3 Übergangsstärken angegeben.

Die Zuordnung anderer πh νf Multipllett-Mitglieder ist erschwert, weil oberhalb des 9^+ Isomers eine Vielzahl positiver Paritätszustände mittleren Spins identifiziert wurden. Nur die $\pi d^{-1} \nu i$ Konfiguration kann bei so niedriger Anregungsenergie auftreten, wobei allerdings die Einschränkung gilt, daß der 1 MeV $13/2^+$ Zustand im ^{147}Gd eine starke $\nu f_{7/2} \times 3^-$ Komponente enthält, was die Eigenschaften des $\pi d^{-1} \nu i$ Multipletts beeinflussen könnte. Mit dieser Einschränkung wird für den zweiten bei 1235 keV identifizierten 9^+ Zustand $(d^{-1}i)9^+$ vorgeschlagen. Da jedoch ein weiteres Niveau, bei 1426 keV, ebenfalls $J^\pi = 9^+$ haben könnte, ist diese Zuordnung weniger sicher. Für beide Konfigurationen erwartet man starke Restwechselwirkung für die Zustände mit maximalem Spin, woraus die Zuordnungen $(hf)8^+$ bei 1201 keV und $(d^{-1}i)8^+$ bei 802 keV folgen.

Für die beiden 7^+ Assignments, $(hf)7^+$ bei 915 keV und $(d^{-1}i)7^+$ bei 870 keV, spricht das Verzweigungsverhältnis

$$R(8_Y^+ \rightarrow 7_Y^+/8_Y^+ \rightarrow 7_\alpha^+) = \frac{3.7(2)}{< 3} \left(\frac{331 \text{ keV}}{287 \text{ keV}} \right)^3 > 2,$$

wobei die obere Grenze für den nicht gesehenen 331 keV ($8_Y^+ \rightarrow 7_\alpha^+$) Übergang aus dem Koinzidenzspektrum mit der 136 keV Linie abgeschätzt wurde. Beide 7^+ Zustände zerfallen über E1 Übergänge von $\sim .6$ MeV zum 289 keV 6^- Zustand; der 870 keV Zustand hat zusätzlich einen intensiven 67 keV M1 Zerfallszweig zum 802 keV $(d^{-1}i)8^+$ Zustand, was ebenfalls die vorgeschlagene Interpretation unterstützt.

Als Kandidaten für die niederen Spins gibt es nur zwei sicher festgelegte Zustände, nämlich das 2^+ Niveau bei 753 keV und das 3^+ Niveau bei 840 keV. Man ordnet sie beide dem hf Multipllett zu, da kein anderer 2^+ Zustand erwartet wird und der mögliche $(\pi g^{-1} \nu i)3^+$ antiparallel gekoppelte Zustand mehr als 1 MeV höher liegen müßte.

Das 934 keV Niveau (ohne Spinparitätsassignment), das durch einen 95 keV Übergang in das $(hf)3^+$ Niveau zerfällt, könnte der $(hf)4^+$ Zustand sein.

Die 5^+ und 6^+ Zustände der hf Konfiguration sind nicht sicher identifiziert. Für den $J = 5$ Zustand bei 902 keV ist die Parität experimentell nicht bestimmt; die Zerfallsdaten für das Niveau bei 1071 wirken mit $J^\pi = 6^+$ verträglich. Aufgrund der Energiesystematik könnten diese Niveaus die fehlenden $(hf)5^+$ und 6^+ Zustände sein, was aber experimentell keineswegs gesichert ist. Auch kann ein (d^-i) Charakter dieser Niveaus nicht ausgeschlossen werden.

d) $\pi 2g_{7/2}^{-1} \nu 1i_{13/2}^*$ Zustände und andere nicht Yrast Niveaus

Der 10^+ Zustand bei 1699 keV Anregung wird der $(\pi g^{-1} \nu i)$ Konfiguration zugeordnet, da sonst kein 10^+ Zustand unter 2 MeV zu erwarten ist. Das 1327 keV Niveau wird aufgrund der Energiesystematik als $(g^-i)8^+$ vorgeschlagen, und der 1426 keV Zustand ist ein möglicher Kandidat für $(g^-i)9^+$. Der γ Zerfall der beobachteten Niveaus bei 1274, 1345, 1440 und 1480 keV bevorzugt die Zustände des $\pi g^- \nu f$ Multipletts und wäre mit den Spins 7, 6, 5 und 4 und positiver Parität verträglich, doch aufgrund des Fehlens besserer Daten kann dies bestenfalls eine unsichere Spekulation sein.

In der bisherigen Diskussion wurden drei tiefliegende Niveaus, bei 691, 783 und 1013 keV mit $J^\pi = 2^-$ oder 3^- , 3^- und (4) nicht erwähnt. Sie gehören möglicherweise zum $\pi 2d_{3/2} \nu 2f_{7/2}$ Multiplett, das bei etwa 1 MeV erwartet wird. Diese Zustände müßten bevorzugt durch Spin-flip M1 Übergänge zum $\pi d^- \nu f$ Multiplett zerfallen, womit die γ -Intensitäten im Einklang sind.

Im Bild 28 sind die in diesem Abschnitt diskutierten Konfigurationszuordnungen zusammengefaßt. Einige der oben erwogenen sehr spekulativen Assignments sind in der Figur nicht aufgeführt, die entsprechenden Niveaus sind als unassigned levels gezeigt.

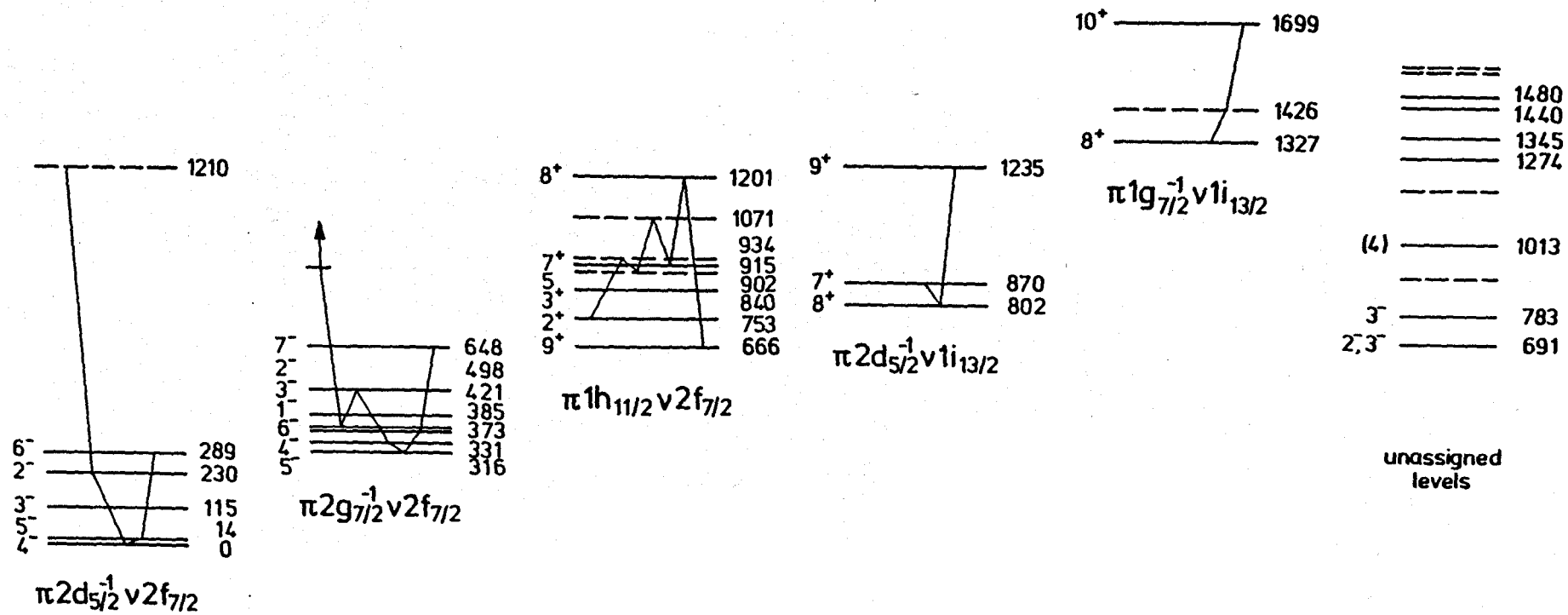


Abb. 28: Vorgeschlagene Zwei-Nukleon Konfigurationen im ^{146}Eu . Die Spinfolge innerhalb der Multipletts ist durch eine Linie angedeutet. Die Spin-Paritätsangaben sind experimentell; gestrichelte Linien sind Niveaus, die möglicherweise zum Multiplett gehören könnten. Die nicht zugeordneten Niveaus unterhalb 1700 keV Anregung sind rechts gezeigt.

e) Vergleich der $(\pi d_{5/2}^{-1} \nu f_{7/2})$ und $(\pi d_{5/2} \nu f_{7/2})$ Multipletts in ^{146}Eu und ^{142}Pr

Die zu den tiefliegenden $\pi d_{5/2}^{-1} \nu f_{7/2}^{+1}$ Teilchen-Loch-Zuständen im ^{146}Eu analogen $\pi d_{5/2}^{+1} \nu f_{7/2}^{+1}$ Teilchen-Teilchen Zustände existieren im ^{142}Pr Nuklid⁵³⁾.

Nach dem Schalenmodell, wo die jj-Kopplung der Valenznukleonen vorausgesetzt wird, können die Niveauenergien einer Teilchen-Loch (p-h) Konfiguration mit Hilfe der Pandya Transformation⁵⁴⁾ mit großer Genauigkeit berechnet werden, wenn man die Energien der entsprechenden Teilchen-Teilchen Konfiguration kennt und umgekehrt. Zwei Beispiele für diese Transformation sind im Anhang 3 gezeigt.

Es ist von Interesse zu prüfen, ob die Energieniveaus von ^{146}Eu und ^{142}Pr ebenfalls über die Pandya Transformation verknüpft sind, obwohl die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit der Transformation in diesem Fall wahrscheinlich viel schlechter erfüllt sind als in den im Anhang 3 gezeigten Fällen. Ein solcher Vergleich wurde schon von früheren Autoren⁴²⁾, jedoch mit weniger vollständigen Daten versucht.

Die Energieniveaus im ^{142}Pr wurden in (n, γ) und (d,p) Reaktionen untersucht⁵³⁾; einen Auszug aus den Resultaten dieser Messungen zeigt die Figur 29. Es wurde gefunden, daß sich die $\pi d \nu f$ Zustände stark mit anderen Anregungen mischen; aus den Daten können jedoch die ungestörten Energien des $\pi d \nu f$ Multipletts abgeleitet werden. Ein Blick auf die ungestörte Energiefolge läßt eine ungewöhnlich niedere 5^- -Energie erkennen. In allen anderen bekannten (p-p) Multipletts liegt stets der Zustand mit $J_{\text{max}} - 1$ bedeutend höher als der $J_{\text{max}} - 2$ Zustand.

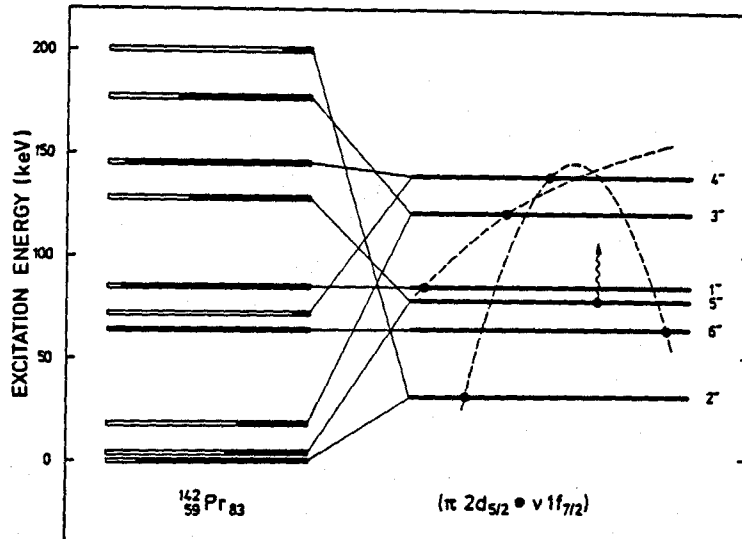


Abb. 29: Die experimentellen Niveauenergien in ^{142}Pr entnommen aus Ref. 53, mit den dort angegebenen Konfigurationsanteilen von $\pi d \nu f$ (schwarz) und $\pi g^- \nu f$. Rechts im Bild sind die daraus abgeleiteten ungestörten Energien des $\pi d \nu f$ Multipletts gezeigt. Die gestrichelten Linien zeigen das erwartete generelle Verhalten der Energien der Zustände mit geradem, bzw. ungeradem Spin. Der 5^- Zustand liegt ungewöhnlich tief.

Der im Bild 30 gezeigte Vergleich des transformierten ^{142}Pr Spektrums mit dem gemessenen $^{146}\text{Eu } d^{-1} f$ Multiplett ist wenig befriedigend.

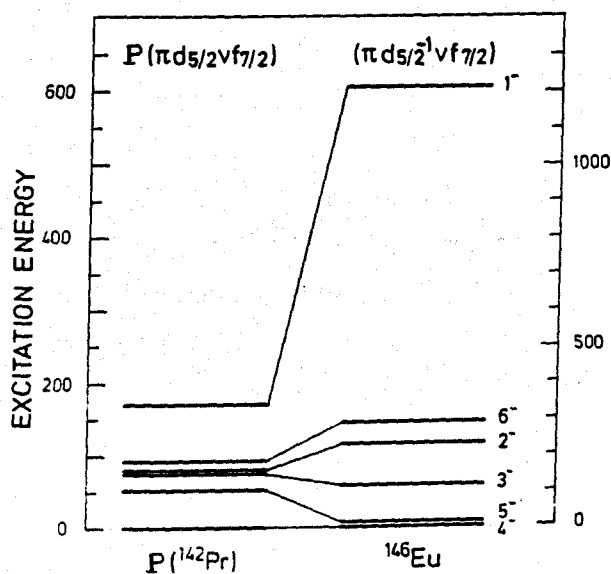


Abb. 30: Pandya transformierte Niveaus des $\pi d \nu f$ Multipletts in ^{142}Pr (linke Skala) verglichen mit den $\pi d^{-1} \nu f$ Multiplettniveaus in ^{146}Eu (rechte Skala).

Es wird zwar die richtige Spinfolge vorhergesagt, die Aufspaltung des Multipletts ist jedoch einen Faktor 6 zu klein. Besonders die berechnete niedere 1^- Energie folgt unmittelbar aus dem tiefliegenden $^{142}\text{Pr } 5^-$ Zustand, da dessen Energie mit großem Gewicht in die berechnete 1^- Energie eingeht (vgl. Tabelle 3 im Anhang 3). Auch für die Zustände mit $J = 2$ bis 6 ist die berechnete Aufspaltung viel zu klein, man findet also, daß es nicht sehr sinnvoll ist, die Transformation in diesem Fall anzuwenden. Der Hauptgrund für dieses Versagen ist höchstwahrscheinlich die für die ^{142}Pr Zustände nicht befriedigend erfüllte Voraussetzung eines reinen Zweiteilchenspektrums.

f) Bestimmung der empirischen Zwei-Nukleon-Restwechselwirkung aus den gemessenen Multipletts

Die gemessenen Anregungsenergien der Multiplettzustände spezifizieren zunächst nur die relative Restwechselwirkung für die Zustände mit verschiedenem Spin. Zur Ermittlung der absoluten Zweinukleonwechselwirkung müssen auch die Grundzustandsmassen berücksichtigt werden (vgl. Anhang 3). Außerdem transformiert man die Energien für die $\pi d^- \nu f$ und $\pi g^- \nu f$ Teilchen-Loch Multipletts in die entsprechenden Teilchen Teilchen Zustände, um sie mit den charakteristischen Eigenschaften der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung zu vergleichen. Hierbei wird impliziert, daß die Energien der ^{146}Eu Niveaus nicht wesentlich durch Konfigurationsmischung verfälscht sind. Die energetisch hochliegenden $\pi d^- \nu i$ und $\pi g^- \nu i$ Konfigurationen sind nur unvollständig identifiziert, weshalb diese Zustände nicht weiter diskutiert werden. Die Tabellen 8 und 9 enthalten das Ergebnis der Transformation für die beiden tiefliegenden ^{146}Eu Konfigurationen, Tabelle 10 gibt die absoluten Wechselwirkungsenergien für die als Teilchen-Teilchenmultiplett identifizierte $\pi h \nu f$ Konfiguration. Für die Bestimmung der ungestörten Energien wurden die folgenden Massendefekte benutzt:

M (^{146}Gd)	= - 76096(25) keV	16)
M (^{147}Gd)	= - 75480(30) keV	16)
M (^{145}Eu)	= - 77936(16) keV	45)
M (^{146}Eu)	= - 77111(11) keV	45)
M (^{144}Sm)	= - 81964(6) keV	45)
M (^{145}Sm)	= - 80656(6) keV	45)

Die ungestörte Energie des $\pi h_{11/2} \nu f_{7/2}$ Zweiteilchenmultipletts berechnet sich aus den vier letztgenannten Grundzustandsmassen (vgl. Tabelle 10).

In der Figur 31 sind die Resultate in der von Schiffer²⁷⁾ eingeführten Darstellung als Funktion des Winkels zwischen den gekoppelten Drehimpulsvektoren j_1 und j_2

$$\theta_{12} = \arccos \frac{J(J+1) - j_1(j_1+1) - j_2(j_2+1)}{2 \sqrt{j_1 j_2 (j_1+1)(j_2+1)}}$$

gezeigt. Für die mittleren Zweiteilchenwechselwirkungsenergien

$$\bar{E} = \frac{\sum_J (2J+1) E_J}{\sum_J (2J+1)} = E(2)$$

findet man

$$\bar{E} (\pi 2d_{5/2} \nu 2f_{7/2}) = -407(44) \text{ keV}$$

$$\bar{E} (\pi 1g_{7/2} \nu 2f_{7/2}) = -331(44) \text{ keV}$$

$$\bar{E} (\pi 1h_{11/2} \nu 2f_{7/2}) = -275(21) \text{ keV}$$

wobei nur die Fehler der Grundzustandsmassen berücksichtigt wurden.

Tabelle 8: $\pi 2d_{5/2} \nu f_{7/2}$ Restwechselwirkung

J'	$E_{J'}^*(\text{keV})$ ^{146}Eu	$E_{\text{ph}} = E_{J'}^* - E_0$ a) (keV)	$E_{\text{pp}} = P(E_{\text{ph}})$ (keV)
1	(1210) ^b	1419	-635
2	230	439	-548
3	115	324	-223
4	0	209	-369
5	14	223	- 5
6	289	498	-766

a) $E_0 = -M(^{146}\text{Gd}) + M(^{147}\text{Gd}) + M(^{145}\text{Eu}) - M(^{146}\text{Eu}) = -209(44) \text{ MeV}$

b) Konfigurationszuordnung nicht gesichert (vgl. Vb)

Tabelle 9: $\pi 1g_{7/2} \nu 2f_{7/2}$ Restwechselwirkung

J'	$E_{J'}^*(\text{keV})$ ^{146}Eu	$E_{\text{ph}} = E_{J'}^* - E_0$ a) (keV)	$E_{\text{pp}} = P(E_{\text{ph}})$ (keV)
0^b	1300 ^b	1179	-589
1	385	264	-788
2	498	377	-371
3	421	300	-517
4	331	210	-152
5	316	196	-285
6	373	252	-158
7	648	527	-412

a) $E_0 = E_0(\pi d_{5/2}) + E^*(g_{7/2}, ^{145}\text{Eu}) = +121(44) \text{ keV}$

b) Energie geschätzt. Experimentelle untere Grenze ist $E^*(0^-) > 900 \text{ keV}$.

Tabelle 10: $\pi 1h_{11/2} \nu 2f_{7/2}$ Restwechselwirkung

J	E_J^* (keV)	$E_{pp} = E_J^* - E_O^a$
2	753	-446
3	840	-359
4	934 ^b	-265
5	902 ^b	-297
6	1071 ^b	-128
7	915	-284
8	1201	+ 2
9	666	-533

a) $E_O = M(^{145}\text{Eu}) - M(^{146}\text{Eu}) - M(^{144}\text{Sm}) + M(^{145}\text{Sm})$
 $+ E^*(h_{11/2}, ^{145}\text{Eu}) = +1199(21) \text{ keV}$

b) Konfigurationszuordnung nicht gesichert

Über diese mittlere Wechselwirkung kann man die experimentellen Werte mit der Voraussagen der Surface-Delta-Wechselwirkung⁵⁵⁾ vergleichen, die in Fig. 31 als dünne Kurven gezeichnet sind. Wie erwartet erhält man im ganzen befriedigende Übereinstimmung mit dieser einfachsten Theorie. In Figur 32 ist die oft vorgeschlagene Beimischung einer Spin Spin Kraft⁵⁵⁾ für das $\pi d^- \nu f$ Multiplett dargestellt; die sonst oft gefundene beste Übereinstimmung bei $\alpha \approx 0.2$ ist jedoch für diesen Fall nicht klar ersichtlich.

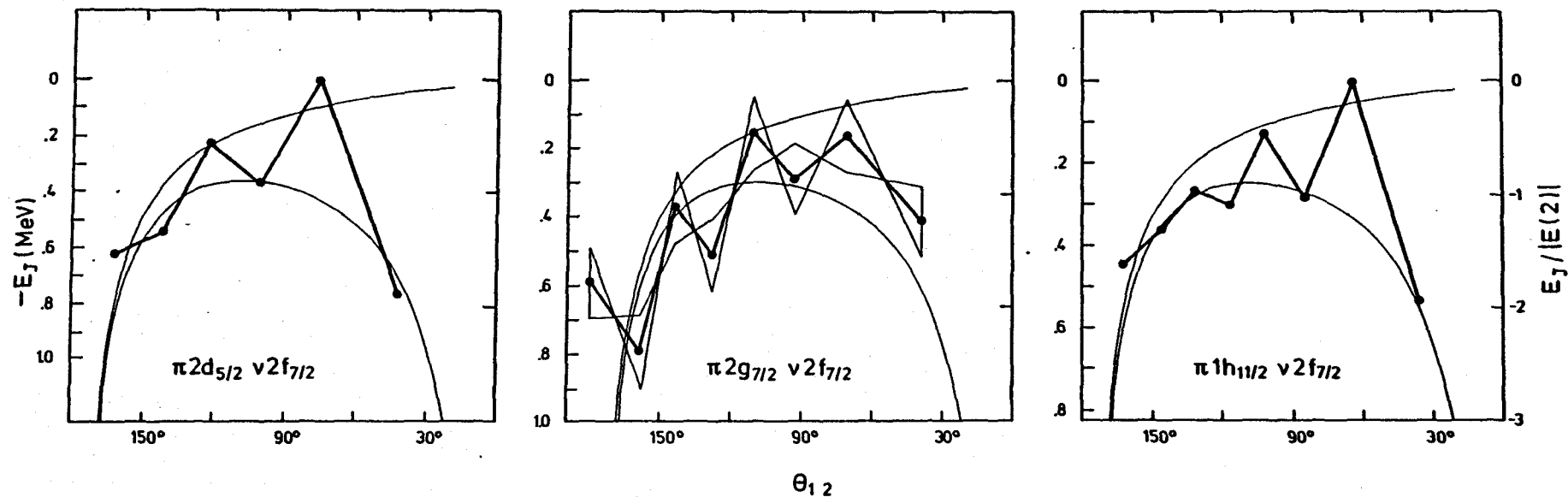


Abb. 31: Zweiteilchen Restwechselwirkungen E_J für drei im ^{146}Eu identifizierte Proton-Neutron Konfigurationen. Die dünnen Kurven sind die aus der SDI berechnete Wechselwirkung. Die im mittleren Bild angegebenen Fehlerbalken entsprechen einer Unsicherheit von ± 400 keV für die Anregungsenergie des nicht beobachteten $(\pi g_{7/2}^{-1} \nu f_{7/2})O^-$ Zustandes.

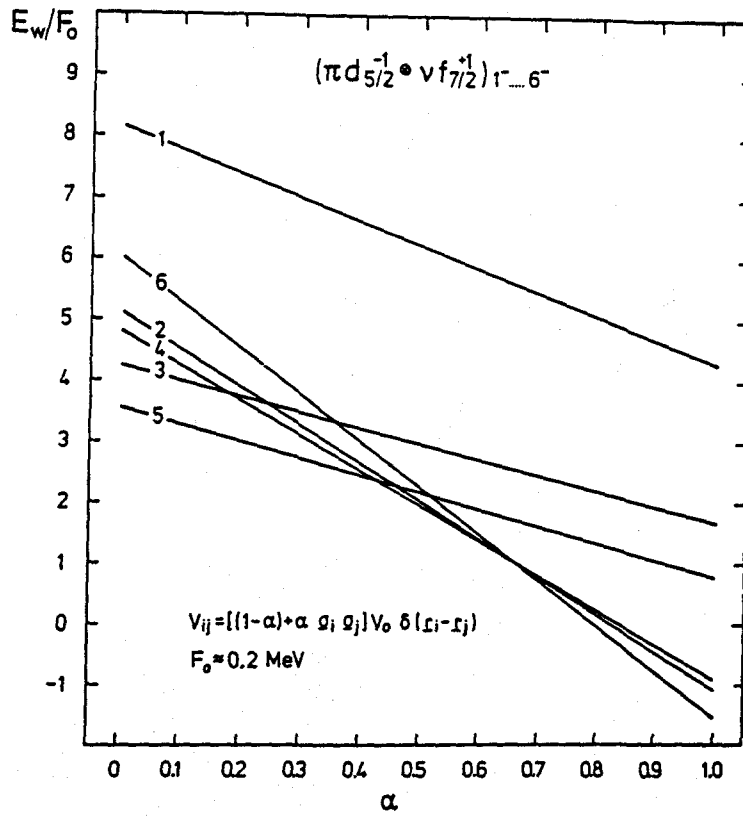


Abb. 32: Die Aufspaltung der $(\pi d_{5/2}^{-1} \times \nu f_{7/2}^{-1})$ Multiplettniveaus berechnet mit einem δ -Potential und variabler Beimischung α einer Spin-Spin Wechselwirkung.

VI. Hochspin-Zustände oberhalb 1.7 MeV

Die im $(\alpha, p4n)$ Experiment gesehenen Zustände oberhalb 1700 keV (Fig. 24) mit $J > 11$ können größtenteils keine 2 Nukleonzustände sein, die auf $J < 12$ beschränkt sind.

Das 1769 keV 11^- Yrast Isomer ist der $(\pi h \nu f) 9^+ \times 3^-$ Oktupolzustand, analog zu dem im ^{148}Tb Kern bekannten 22 ns 11^- Isomer⁶⁾ bei 1006 keV Anregung (vgl. Figur 33). In Ref. 6 ist diskutiert, daß in diesem

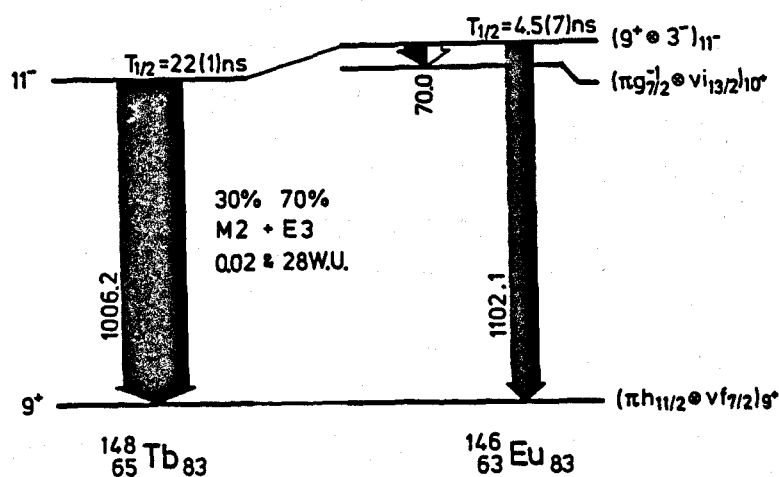


Abb. 33: 11^- Oktupol Isomere in ^{148}Tb und ^{146}Eu .

Fall der maximal ausgerichtete 12^- Zustand aufgrund des Pauli-Prinzips bei etwa 700 keV höherer Anregung erwartet wird. Die Übergangsstärken der drei isomeren Übergänge sind in Tabelle 11 bestimmt, wobei für den $11^- \rightarrow 9^+$ Übergang der im ^{148}Tb gemischte M2 + E3 Multipolarität hat (Fig. 33), die beiden extremen Möglichkeiten angegeben sind. Eine genaue Analyse ergibt, daß die im ^{146}Eu gemessene 11^- Halbwertszeit von 4.5(7) ns mit der Annahme gleicher $B(M2)$ und $B(E3)$ Werte wie im ^{148}Tb konsistent ist.

Ein direkter Beweis für die ungewöhnliche M2 + E3 Multipolmischung dieses 1.102 MeV isomeren Übergangs ist der in der Winkelverteilung gemessene negative A_2 -Wert (Tabelle 6).

Der zum 2027 keV 12^- Zustand analoge 12^- Zustand ist auch im ^{148}Tb bekannt. Seine Struktur ist komplex; er enthält mit Sicherheit einen erheblichen Anteil des $(\pi h_{11/2} \nu i_{13/2}) 12^-$ Zweiteilchenzustands für den eine stark attraktive Wechselwirkung erwartet wird.

Die Folge stark bevölkerter Niveaus mit $J^\pi = 14^+, 13^+, 12^+$ und 11^+ werden gebildet durch die Kopplung des 9^+ Zustandes mit den 2^+ , 4^+ und 6^+ Anregungen der im 9^+ Zustand verfügbaren zwei Proton-Löcher. Diese 2 Lochanregungen entsprechen den 2^+ , 4^+ und 6^+ Zuständen im ^{144}Sm . Die experimentellen Anregungsenergien unterstützen diese Zuordnung.

Tabelle 11: Übergangsstärken der drei isomeren Übergänge des 1769 keV 11^- Niveaus

E_γ (keV)	Multi- polari- tät	Totale Inten- sität	Partielle γ - Halbw.Zeit $T_{1/2}$ (nsec)	$T_{1/2}^{\text{sp}}/T_{1/2}$ W.U.	Reduzierte Übergangs- wahrscheinlichkeit
70.0	E1	54.3	14	$5(1) 10^{-5}$	$8.8 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$
966.3	E3	8.2	55	21(4)	$2.81 \cdot 10^4 e^2 \text{fm}^6$
1102.3	M2	37.5	12	0.06(1)	$2.61 \mu^2 \text{fm}^2$
1102.3	E3	37.5	12	40(8)	$5.13 \cdot 10^4 e^2 \text{fm}^6$

VII. Zusammenfassung

Das Nuklid ^{146}Eu wurde mit Hilfe der $(p, 2n \gamma e^-)$ Reaktion spektroskopisch untersucht. Die Resultate dieser "in-beam" Messungen erlaubten die Konstruktion eines Niveauschemas für Anregungsenergien bis ~ 2 MeV.

Neben den Yrast-Zuständen wurden viele andere Niveaus beobachtet, die im Rahmen des Schalenmodells interpretiert werden können. So wurde das $(\pi 2d_{5/2}^{-1} \nu 2f_{7/2}) 1^- \dots 6^-$ Multiplett vollständig und das $(\pi 1g_{7/2}^{-1} \nu 2f_{7/2}) 0^- \dots 7^-$ Multiplett bis auf den 0^- -Zustand lokalisiert. Auch die meisten Niveaus des $(\pi 1h_{11/2} \nu 2f_{7/2}) 2^+ \dots 9^+$ Multipletts wurden identifiziert.

Aus den Messungen konnte zum ersten Mal die Nukleon-Nukleon Wechselwirkung für diese Proton-Neutron-Paare bestimmt werden. Diese Information ist von Bedeutung für die Schalenmodell-Rechnungen in der Nachbarschaft des ^{146}Gd .

Unter den höherliegenden Yrast Niveaus wurde ein Isomer mit der Konfiguration $(\pi 1h_{11/2} \nu 2f_{7/2}) 9^+ \times 3^-$ sowie die Zustände der Konfiguration $(9^+ \times 2^+, 4^+, 6^+ (^{144}\text{Sm}))$ beobachtet.

Anhang 1

Normierung der Einzelgamma-Spektren durch die Target Röntgenstrahlen bei Anregungsfunktionsmessungen

Ein wichtiges Problem bei der Auswertung der aufgenommenen γ -Spektren ist die Normierung. Eine übliche Methode ist die Messung der Ladung ΔQ am Faraday-Becher. Da aber die Winkelstreuung am Target von der Einschußenergie E_p abhängt ($\theta \sim \frac{1}{E_p}$), sind bei der Messung von ΔQ die Korrekturen nötig.

J.D. Garcia⁵⁸⁾ hat den K-Schalen-Ionisationswirkungsquerschnitt beim Zusammenstoß eines leichten Ions mit einem Atom als Funktion der Einschußenergie berechnet. Die Messungen für den Protonenstoß mit $15 < Z(\text{target}) < 70$ stimmen mit dieser Theorie gut überein. Für den Protonenstrahl bis zu 45 MeV Strahlenergie des Jülicher Zyklotrons ist daher die X-ray Normierungsmethode gut geeignet.

Der aus dieser Theorie abgeleitete K-Ionisationswirkungsquerschnitt für den Proton-Samarium Fall ist im Bild 34 dargestellt.

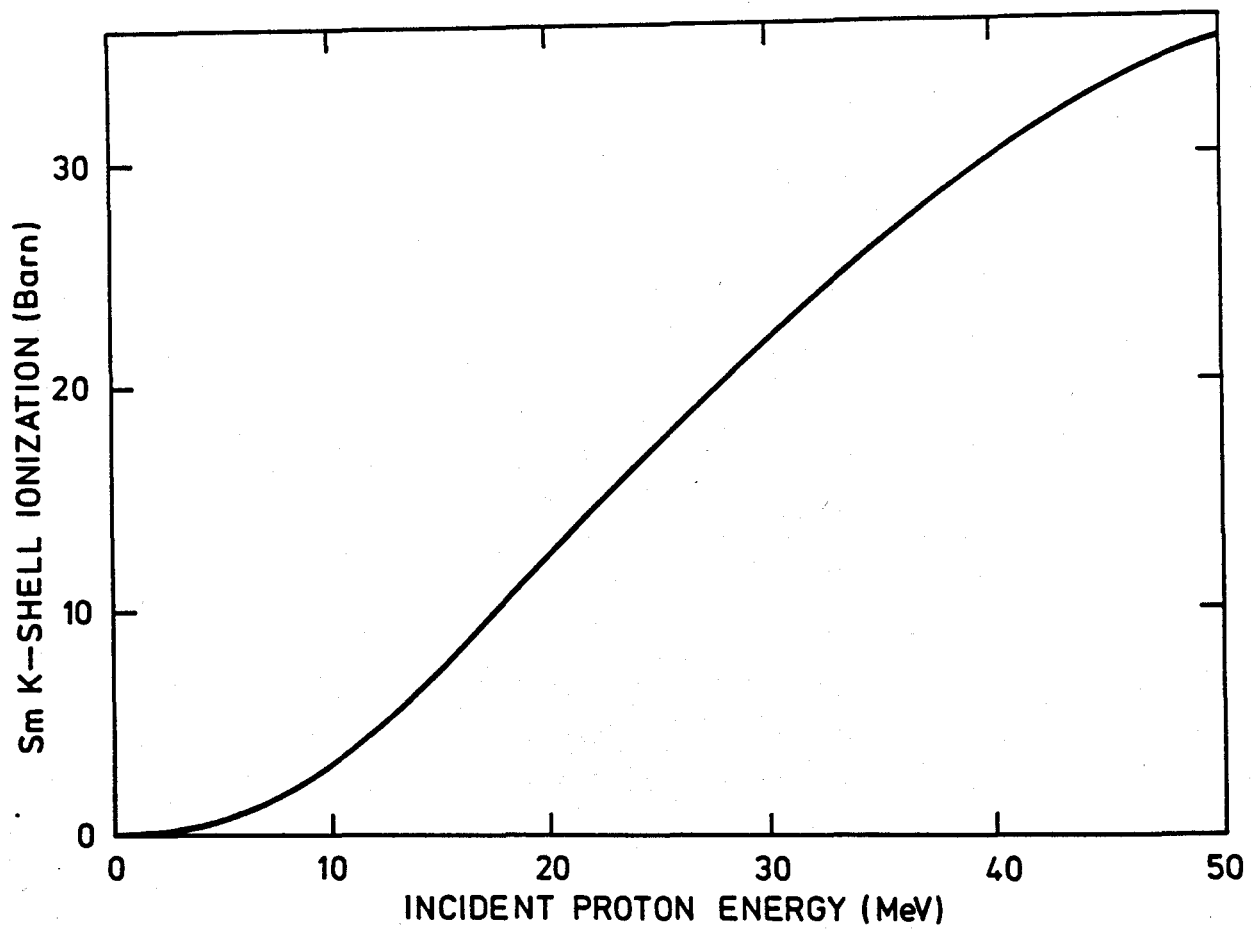


Abb. 34: Wirkungsquerschnitt für protoneninduzierte K-Ionisation von Samarium ($Z = 62$)

Anhang 2

Bestimmung der γ -Intensitäten der 275 keV und 358 keV Doublets

Das Zerfallsschema von $235\text{ }\mu\text{s}$ 9^+ Isomer ist im Bild 35 gezeigt. Die großen Buchstaben sollen die totale Intensität des jeweiligen Übergangs bedeuten. γ -Intensitätsanteil wird mit kleinen Buchstaben angedeutet.

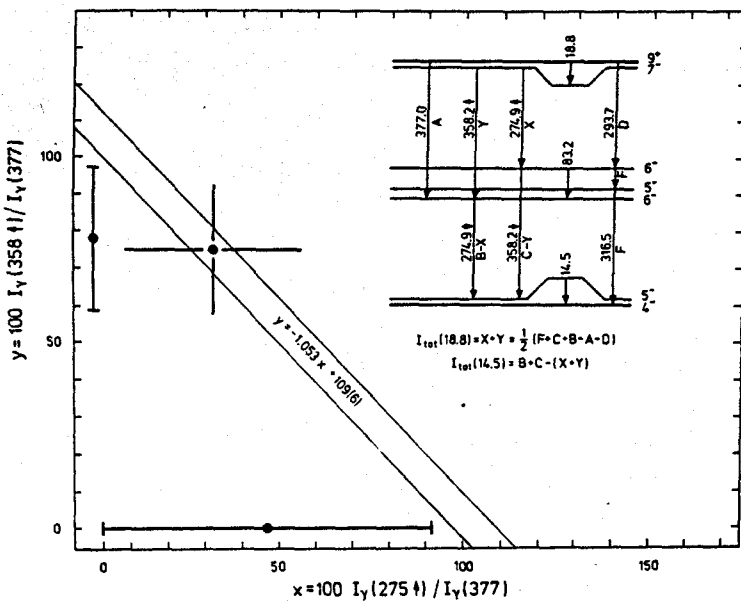


Abb. 35: Die Intensitätsbeziehung der 275 keV und 358 keV Übergänge

Die totalen Konversionskoeffizienten α_{tot} sind für die 377 keV, 275 keV, 358 keV, 294 keV und 316 keV Übergänge aus den Konversionselektronenmessungen bekannt. Daher erhält man aus der Intensitätsbalance vom Zerfallsschema (vgl. Bild 35)

$$B - X = A + Y + E \quad (1)$$

$$C - Y = X + D - E - F \quad (2)$$

Aus (1) und (2) folgt mit bekannten off beam Totalintensitäten ($A = 110$, $B = 225$, $C = 118$, $D = 4.9$, $F = 2.6$)

$$I_{\text{tot}}(18.8 \text{ keV; M2}) = X + Y = (F + C + B - A - D)/2 = 115(7) \quad (3)$$

$$I_{\text{tot}}(14.5 \text{ keV; M1}) = (A + B + C + D - F)/2 = 227(11) \quad (3')$$

oder

$$y = - 1.0533 x + 109(6) \quad (4)$$

wobei $a = I_\gamma (377.0 \text{ keV; E3}) = 100$ ist.

Die Analysen von off beam Koinzidenzspektren geben weitere wichtige Informationen: Die beobachtete γ -Intensität in einem koinzidenten Gate hängt von der Detektoransprechwahrscheinlichkeit ϵ_γ ab, von der Spinsequenz der γ -Kaskade und von der Meßgeometrie (Winkel θ zwischen zwei γ -Detektoren). Die Winkelkorrelation in der Kaskade ist gegeben

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k \text{ even}}^{k \text{ max}} A_{kk} P_k (\cos \theta) \approx 1 + A_{22} P_2 (\cos \theta)$$

($P_k (\cos \theta)$ sind die Legendre Polynome)

Da im vorliegenden Experiment der Detektorstrahlwinkel für beide Detektoren $\pm 125^\circ$ gewählt wurde, beträgt der Winkel zwischen zwei Detektoren 110° . Wenn zwei koinzidente Gammas in der Kaskade sind, dann ist

$$A_{22} = A_2 (\gamma_1) A_2 (\gamma_2)$$

Wenn eine dreier γ -Kaskade derart

$$J_i \xrightarrow{\gamma_1 L_1} J_a \xrightarrow{\gamma_2 L_2} J_b \xrightarrow{\gamma_3 L_3} J_f \text{ vorliegt, dann ist}$$

$$A_{22} = A_2 (\gamma_1) U_2 (\gamma_2) A_2 (\gamma_3)$$

wobei

$$A_2 = (-1)^{J_f - J_i - 1} (2L+1) (2J_i+1)^{1/2} \langle L1L-1 | 20 \rangle W(J_i J_i L L; 2J_f)$$

(W ist ein Racah Koeffizient) und

$$U_2(\gamma_2) = (-1)^{J_a + J_b + L_2} [(2J_a + 1)(2J_b + 1)]^{1/2} \times \left\{ \begin{matrix} J_a & J_a & 2 \\ J_b & J_b & L_2 \end{matrix} \right\}$$

Im 294 keV Gate Spektrum aus dem Intensitätsverhältnis

$$\frac{c-y}{f} = \frac{I_Y(358+)}{I_Y(316)} = \frac{N_Y(358+)}{N_Y(316)} \times \frac{1+P_2(\cos 110) A_2(9+6) U_2(6+5) A_2(5+4)}{1+P_2(\cos 110) A_2(9+6) A_2(6+5)} \times \frac{\epsilon_Y(316)}{\epsilon_Y(358)}$$

findet man $y = 78 \text{ (19)}$ (5)

Im 316 keV Gate gilt entsprechend

$$\frac{x}{d} = \frac{I_Y(275+)}{I_Y(294)} = \frac{N_Y(275+)}{N_Y(294)} \times \frac{1+P_2(\cos 110) A_2(9+6) U_2(6+5) A_2(5+4)}{1+P_2(\cos 110) A_2(7+6) U_2(6+5) A_2(5+4)} \times \frac{\epsilon_Y(294)}{\epsilon_Y(275)}$$

daraus folgt

$$x = 47 \text{ (45)} \quad (6)$$

Aus den drei Ergebnissen (4), (5) und (6) kann man die zwei Unbekannten x und y mit kleineren Fehlern angeben (vgl. Abb. 35).

Das Resultat ist:

$$I_Y(275+) = x = 32 \text{ (17)} \rightarrow X = 36 \text{ (18)} \quad (7)$$

$$I_Y(358+) = y = 75 \text{ (18)} \rightarrow Y = 79 \text{ (18)}$$

Anhang 3

Pandya Transformation

Aufgrund der Restwechselwirkung $V_{1,2}$ von 2 Nukleonen mit den Drehimpulsen j_1 und j_2 wird das bei der ungestörten Anregungsenergie E_0 erwartete entartete Multipllett in die $(2 \times \min(j_1, j_2) + 1)$ Komponenten aufgespalten. Diese Komponenten mit den Spinwerten J_1, J_2, \dots, J_n ($J_n = J^{\max} = j_1 + j_2$) haben dann die Anregungsenergien $E_{J_1}^*, E_{J_2}^*, \dots, E_{J_n}^*$. Als ein Maß für die Stärke der Restwechselwirkung für den Zustand $|(j_1 j_2) J_k\rangle$ wird definiert:

$$\langle (j_1 j_2) J_k | V_{12} | (j_1 j_2) J_k \rangle = E_{J_k}(j_1 j_2) = E_{J_k}^* - E_0 - E_C$$

wobei die Coulombenergie (in der Größenordnung 0.2 MeV) nur bei der Proton-Proton-Wechselwirkung auftritt. Die ungestörte (Referenz) Energie E_0 ist durch die Grundzustandsmassen der vier relevanten Nuklide bestimmt, z. B. für das tiefstliegende $\pi d^- \nu f$ Teilchen-Loch Multipllett ist E_0 gegeben durch

$$E_0(\pi d^- \nu f) = -M(^{146}\text{Gd}) + M(^{147}\text{Gd}) + M(^{145}\text{Eu}) - M(^{146}\text{Eu})$$

Die unitäre Transformationsvorschrift von Teilchen-Teilchen Restwechselwirkungen $E_J(j_1 j_2)$ in die Teilchen-Loch Wechselwirkungen $E_{J'}(j_1^{-1} j_2)$ und umgekehrt, ist durch die Pandya Transformation gegeben:

$$\sum_{J'=1}^n P_{JJ'} \alpha(E_{J'} - E_0) = \alpha(E_J + E_0)$$

wobei α und E_0 beliebige reelle Konstanten sind. Die Transformationsmatrixelemente $P_{JJ'}$ sind die negativen gewichteten Racah Koeffizienten

$$P_{JJ'} = - (2J'+1) \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & J \\ j_1 & j_2 & J' \end{Bmatrix}$$

Als Beispiel zeigen die beiden folgenden Tabellen den Vergleich der Pandya Transformationen zweier experimenteller Teilchen Teilchen Multipletts mit den experimentellen Niveaus in den entsprechenden Teilchen-Lochkernen, wobei die Niveauenergien auf den Grundzustand bezogen sind.

Tabelle 3.1: Vergleich der gemessenen ^{38}Cl Energien mit den Pandya-transformierten ^{40}K Energien
 $(\pi 1d_{3/2} \times \nu 1f_{7/2}) \rightarrow (\pi 1d_{3/2}^{-1} \times \nu 1f_{7/2})$

J^π	$E_J^* (^{40}\text{K})$ (MeV)	$P(^{40}\text{K})$ (MeV)	$E_J^* (^{38}\text{Cl})$ (MeV)
2^-	0.80	0.00	0.00
3^-	0.03	0.75	0.76
4^-	0.00	1.33	1.31
5^-	0.89	0.70	0.67

Tabelle 3.2: Vergleich der gemessenen ^{96}Nb Energien mit den Pandya-transformierten ^{92}Nb Energien
 $(\pi 1g_{9/2} \times \nu 2d_{5/2}) \rightarrow (\pi 1g_{9/2} \times \nu 2d_{5/2}^{-1})$

J^π	$E_J^* (^{92}\text{Nb})$ (MeV)	$P(^{92}\text{Nb})$ (MeV)	$E_J^* (^{96}\text{Nb})$ (MeV)
2^+	0.13	0.76	0.63
3^+	0.29	0.18	0.18
4^+	0.48	0.16	0.14
5^+	0.36	0.03	0.04
6^+	0.50	0.00	0.00
7^+	0.00	0.22	0.23

Tabelle 3.3: Transformationsmatrixelemente $P_{JJ'}$, für die im ^{146}Eu identifizierten Multipletts $d_{5/2}^{-1} f_{7/2}$ und $g_{7/2}^{-1} f_{7/2}$

a) $P_{JJ'}$, $\{(5/2^{-1} \ 7/2 \ J') \rightleftharpoons (5/2 \ 7/2 \ J)\}$

J'	1	2	3	4	5	6
J						
1	+0.02	-0.09	+0.25	-0.54	+0.98	-1.62
2	-0.05	+0.24	-0.53	+0.75	-0.50	-0.90
3	+0.11	-0.38	+0.51	-0.05	-0.83	-0.36
4	-0.18	+0.42	-0.04	-0.64	-0.45	-0.10
5	+0.27	-0.23	-0.53	-0.37	-0.12	-0.02
6	-0.37	-0.35	-0.19	-0.07	-0.01	-0.00

b) $P_{JJ'}$, $\{(7/2^{-1} \ 7/2 \ J') \rightleftharpoons (7/2 \ 7/2 \ J)\}$

J'	0	1	2	3	4	5	6	7
J								
0	+0.12	-0.37	+0.62	-0.87	+0.12	-1.37	+1.62	-1.87
1	-0.12	+0.35	-0.51	+0.54	-0.41	+0.06	+0.54	-1.46
2	+0.12	-0.30	+0.29	-0.04	-0.37	+0.72	-0.54	-0.87
3	-0.12	+0.23	-0.03	-0.35	+0.49	+0.02	-0.84	-0.40
4	+0.12	-0.14	-0.21	+0.38	+0.12	-0.61	-0.54	-0.13
5	-0.12	+0.02	+0.33	+0.01	-0.50	-0.50	-0.20	-0.03
6	+0.12	+0.12	-0.21	-0.45	-0.37	-0.17	-0.04	-0.00
7	-0.12	-0.29	-0.29	-0.19	-0.08	-0.02	-0.00	+0.00

Anhang 4

a) Die Spezifikation des supraleitenden Solenoid

Anzahl der Spulen	8
Durchmesser des supraleitenden NbTi Drahts in der Matrix	0.35 mm
Gesamtwindungszahl	17597
Cu/NbTi Verhältnis der Spulen	~ 50/50
maximale Stromstärke	62 Amp
maximale Stromdichte in der Spule	36500 Amp/cm ²
maximale Feldstärke	2 Tesla
Magnetfeld Modulation	< 0.01 Tesla/sec
Heliumverbrauch	0.25-0.75 l/h

Die durch das Programm Poisson⁵⁶⁾ berechnete axiale Magnetfeldform des Solenoids $B_z(r)$ ist im Bild 36 mit den gemessenen Werten verglichen. Bild 37 zeigt die Elektronenbahnen berechnet mit dem Programm Turtle⁵⁷⁾ zur Benutzung des Spektrometers im "Linsen Mode".

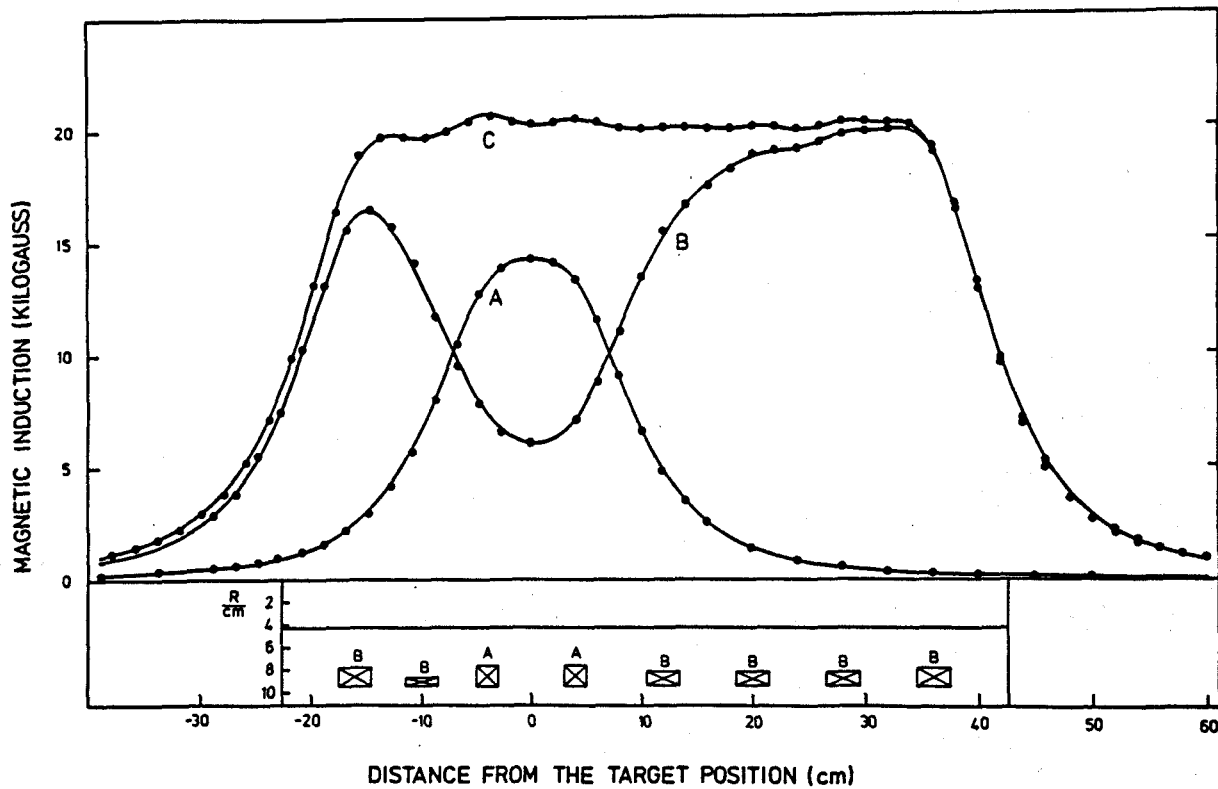


Abb. 36: Die gemessenen (Punkte) und berechneten (Linien) Magnetfeldformen im supraleitenden Solenoid A) wenn nur 2 innere Spulen, B) wenn nur 6 äußere Spulen, C) wenn alle Spulen bei dem 62 Ampère Spektrometerstrom angeregt sind. Der Solenoidschnitt in der (R,Z)-Ebene ist unter den Feldformen dargestellt.

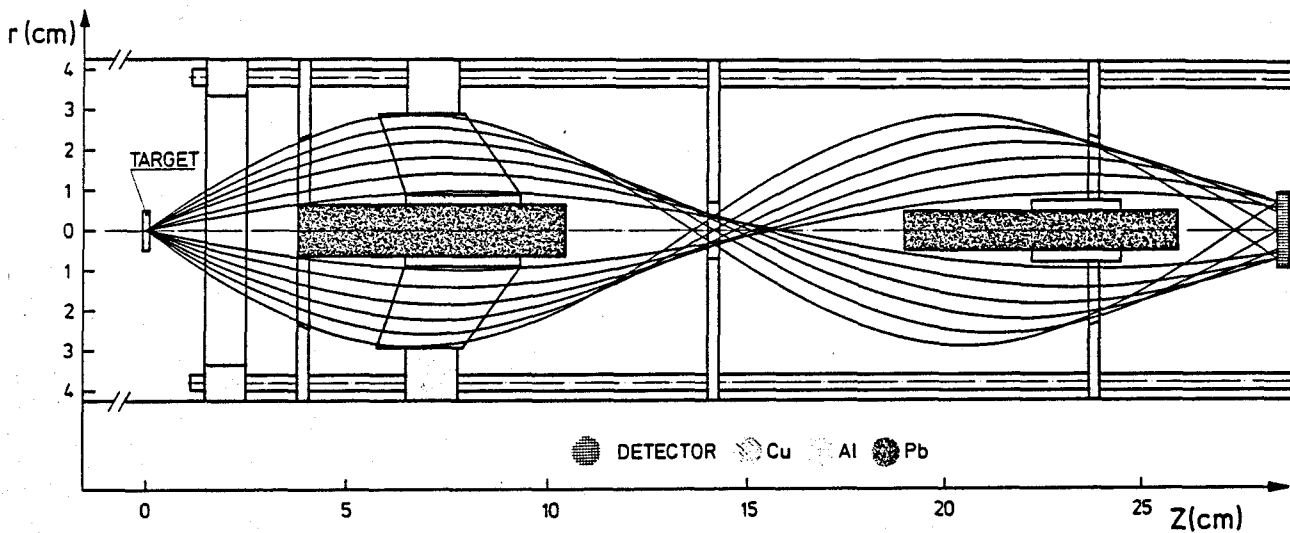


Abb. 37: Die berechneten "Elektronenbahnen" im Solenoid bei einer homogenen Feldstärke von 0.12 Tesla. Durch das Blendensystem werden die Elektronen mit dem take-off Winkel $10^\circ - 35^\circ$ akzeptiert (geometrische Apertur $8.3 \% \times 4\pi$).

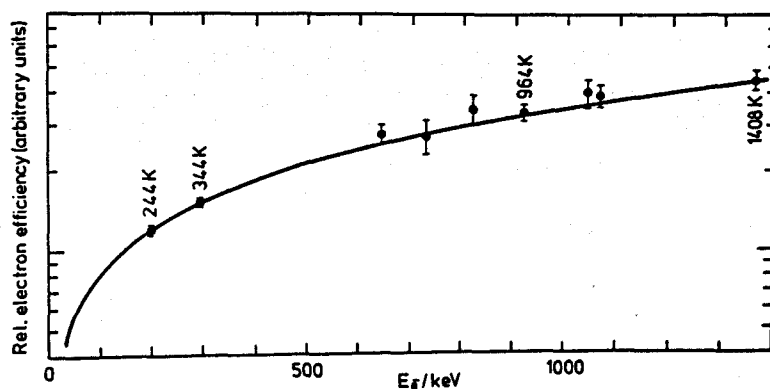


Abb. 38: (B_p) Abhängigkeit der Spektrometeransprechwahrscheinlichkeit. Gemessen wurden die Konversionslinien von ^{152}Eu . Transmission liegt bei $3 \% \times 4\pi$ und $\Delta p/p = 0.15$.

b) Überlegungen zur Strahlgeometrie

Ein geladenes Teilchen mit der Ladung Q und definiertem Impuls p tritt in ein zylindersymmetrisches, homogenes Magnetfeld mit dem Radius R unter einem Winkel α mit dem Normalen \underline{n} im Eintrittspunkt E ein (vgl. Bild 39).

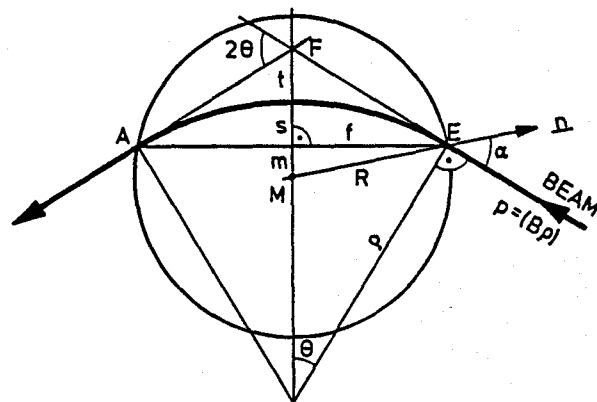


Abb. 39: Die Strahlbeugung in einem homogenen kreisförmigen Magnetfeld mit dem effektiven Radius R und Magnetfeldstärke B

Die folgenden geometrischen Beziehungen lassen sich dann herleiten:

$$f = \rho \sin \theta \quad (1)$$

$$t = \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1 \right) \rho \quad (2)$$

$$s = (1 - \cos \theta) \rho \quad (3)$$

$$m = \{ R^2 - (\rho \sin \theta)^2 \}^{1/2} \quad (4)$$

wobei 2θ der Winkel zwischen dem einfallenden Teilchenstrahl und dem auslaufenden Teilchenstrahl bedeutet. ρ ist der Krümmungsradius von der kreisförmigen Bahn des Teilchens innerhalb des

Magnetfeldes zwischen A und E (vgl. Gl. 12). Es gilt weiter:

$$\tan \theta = \frac{\cos \alpha}{\rho/R - \sin \alpha} \quad (5)$$

Die Bedingung dafür, daß der Strahl durch den Mittelpunkt M verläuft, ist

$$s + m = 0. \quad (6)$$

Durch Einsetzen (3) und (4) in (6) hat man für die Ablenkung des Zentralstrahls im Solenoidfeld den Winkel

$$\theta = \arccos (1 - R^2/2\rho^2). \quad (7)$$

Die Bewegungsgleichung von geladenen Teilchen mit der Masse m , Ladung Q und der Geschwindigkeit \underline{v} in einem elektromagnetischen Feld $(\underline{\epsilon}, \underline{B})$ ist durch die Lorentzkraft gegeben:

$$\frac{d}{dt} (m \underline{v}) = Q (\underline{\epsilon} + \underline{v} \times \underline{B}). \quad (8)$$

In Abwesenheit des elektrischen Feldes wird die senkrechte Komponente v der Geschwindigkeit \underline{v} in einem homogenen Magnetfeld $\underline{B} = (0, 0, B_z)$ (d. h. $B_z \perp v$) das Teilchen zu einer Kreisbewegung mit dem Krümmungsradius ρ zwingen; wobei die zentrifugale Kraft der Lorentzkraft gleichkommt:

$$Q v B = mv^2/\rho$$

$$p = mv = Q (B\rho). \quad (10)$$

Die Energie-Impuls Beziehung ist gegeben durch

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \approx (m_0 c^2 + E_{\text{kin}})^2. \quad (11)$$

Aus der Gleichung (11) mit (10) erhält man schließlich

$$B\rho = \frac{\sqrt{E_{\text{kin}}(E_{\text{kin}} + 2m_0 c^2)}}{c \cdot Q}, \quad (12)$$

wobei die Energien in (MeV) und $c = 2.99792458 \approx 3$ einzusetzen sind. Man erhält dann $(B\rho)$ in Einheiten von (Tesla \times cm).

Der Strahlverlauf ist im Bild 40 dargestellt. 2 Dipolmagnete mit kreisförmigen Polschuhen (Polschuhradius $r = 8.1$ cm), die jeweils 110 cm vor und nach dem Solenoid neben dem Zyklotronstrahlrohr fest aufgestellt sind, kompensieren den 2θ Ablenkwinkel jeweils zur Hälfte. Der Strahleingang beim Ablenk magnet ist so gewählt, daß $\alpha = 0$ ist, vgl. (5). Es gilt also für die Ablenk dipole

$$\tan (\theta/2) = R/\rho \quad (13)$$

Der Targetstrahl nullachse-Abstand h ist (vgl. Bild 40)

$$h(E_p, B_0) = D \tan \theta_0 - t \quad (14)$$

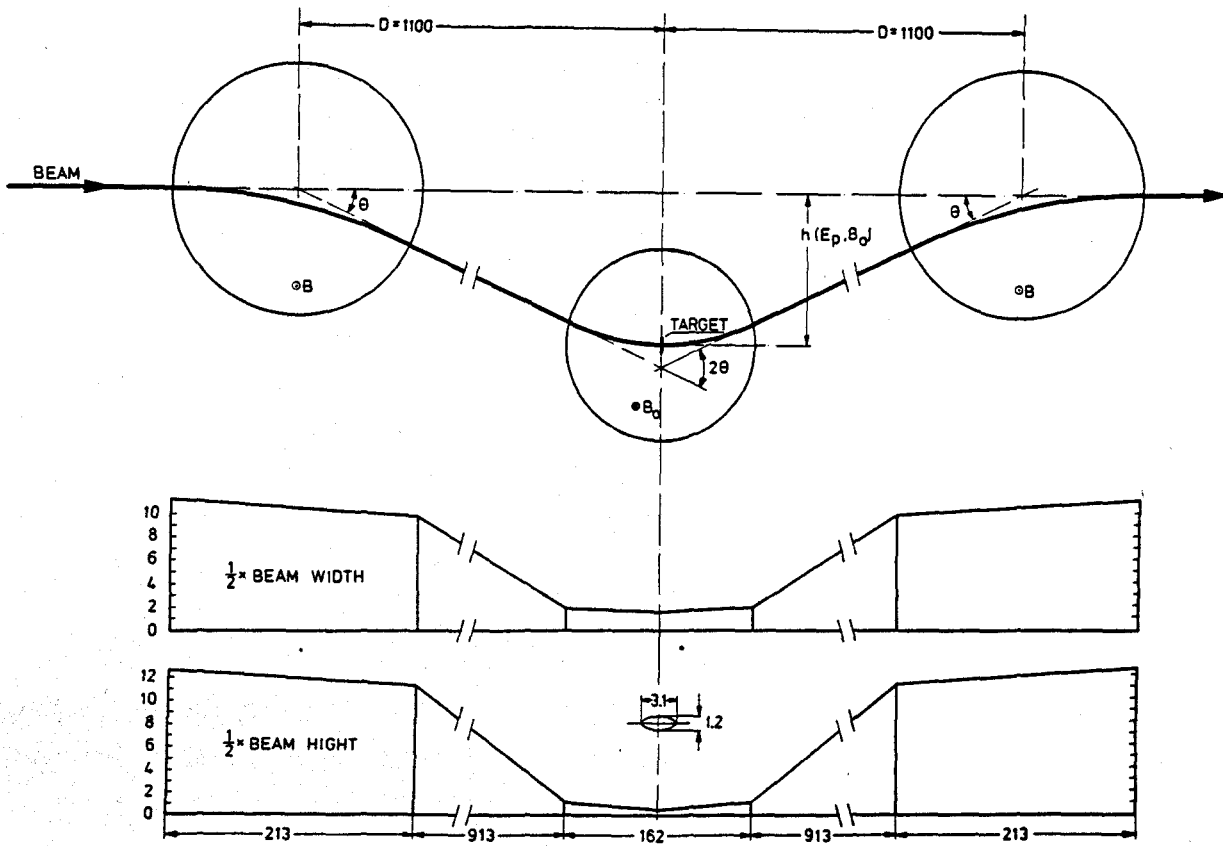


Abb. 40: Der Verlauf des Zentralstrahls durch Ablenkmagnete und durch das Solenoid (oben) und die berechnete Strahlbreite und Strahlhöhe (unten). Die Abmessungen sind in mm angegeben (nicht maßstäblich).

und die nötige Magnetfeldstärke B vom Ablenkmagneten um das Solenoid-Magnetfeld B_0 zu kompensieren wird zu

$$B = \frac{B_0 R_0}{2R \cos(\theta_0/2)}, \quad (15)$$

wobei R_0 und R die "effektiven" Magnetfeldradien vom Solenoid und vom Ablenkmagneten bedeuten. Der effektive Radius ist folgendermaßen definiert (vgl. Abb. 41, 42):

$$R = \frac{\int B_z(r) dr}{B_z(0)}. \quad (16)$$

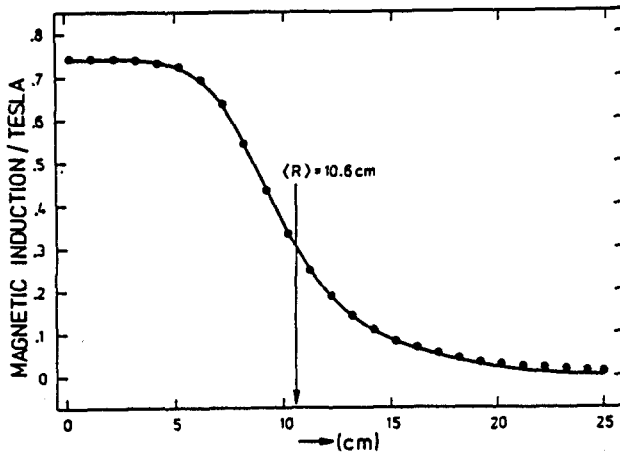


Abb. 41: Vergleich der gemessenen (Punkte) und der berechneten Magnetfeldstärke für den Ablenkmagneten bei $I = 250 \text{ Amp}$.

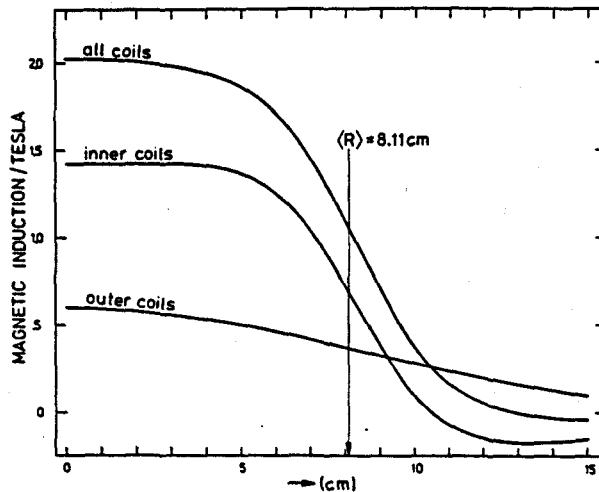


Abb. 42: Radiale Abhängigkeit des axialen Magnetfeldes $B_z(r)$ in Targetposition für drei verschiedene Anregungen der Solenoidspulen bei $I = 62 \text{ Amp}$.

Die effektiven Radien sind gefunden für

$$R (\text{Solenoid}) = 8.11 \text{ cm}$$

$$R (\text{Ablenk dipole}) = 10.64 \text{ cm}$$

Der mechanische Aufbau ist so konzipiert, daß $h^{\max} = 36 \text{ cm}$ ist. Daher hat man bei der maximalen Feldstärke vom Solenoid $B_o^{\max} = 2.0 \text{ Tesla}$ folgende Einschränkungen:

maximal erlaubter Ablenkwinkel

$$\theta^{\max} = 18,1^\circ$$

Minimum Protonenergie

$$E_p^{\min} = 12.6 \text{ MeV}$$

maximale Feldstärke für Ablenkmagnet

$$B^{\max} = 0.772 \text{ Tesla}.$$

Referenzen

- 1) P. Kleinheinz, S. Lunardi, M. Ogawa, M.R. Maier,
Z. Physik A284, 351 (1978)
- 2) P. Kleinheinz, M. Ogawa, R. Broda, P.J. Daly, D. Haenni,
H. Beuscher, A. Kleinrahm,
Z. Physik A286, 27 (1978)
- 3) P. Kleinheinz, R. Broda, P.J. Daly, S. Lunardi, M. Ogawa,
J. Blomqvist
Z. Physik A290, 279 (1979)
- 4) J.O. Rasmussen, S.G. Thompson, A. Ghiorso,
Phys. Rev. 89, 33 (1953)
- 5) M. Ogawa, R. Broda, K.O. Zell, P.J. Daly, P. Kleinheinz,
Phys. Rev. Lett., vol. 41, Nr. 5, 289 (1978)
- 6) R. Broda, M. Behar, P. Kleinheinz, P.J. Daly, J. Blomqvist,
Z. Phys. A293, 135 (1979)
- 7) Y. Nagai, J. Styczen, M. Piiparinen, P. Kleinheinz, D. Bazzacco,
P. v. Brentano, K.O. Zell, J. Blomqvist,
Phys. Rev. Lett., vol. 47N18, 1259 (1981)
- 8) D.R. Haenni, H. Beuscher, R.M. Lieder, M. Müller-Veggian,
A. Neskakis, C. Mayer-Böricke,
Nucl. Phys. A331, 141 (1979)
- 9) D. Bazzacco, A.M.I. Hague, K.O. Zell, P. v. Brentano, C. Protop,
Phys. Rev. C, vol. 21, Nr. 1, 222 (1980)
- 10) D.A. Rakel, R. Kaczarowski, E.G. Funk, J.W. Mihelich,
Phys. Rev. C, vol. 21, Nr. 2, 595 (1980)
- 11) A. Pakkanen, J. Muhonen, M. Piiparinen, J. Blomqvist,
Nucl. Phys. A373, 237 (1982)
- 12) D. Bazzacco, C. Protop, A.M.I. Hague, E. Reinhart, J. Eberth,
K.O. Zell, P. v. Brentano,
Contribution to the Int. Summer School on Nuclear Collective
Dynamics, Rumania, Aug. 26 - Sept. 8, 1982
- 13) P.J. Daly, P. Kleinheinz, R. Broda, S. Lunardi, H. Backe,
J. Blomqvist,
Z. Physik A298, 173 (1980)
- 14) J. Wilson, Y.H. Chung, S.R. Faber, A. Pakkanen, P.J. Daly,
I. Ahmad, P. Chowdhury, T.L. Khoo, R.D. Lawson, R.K. Smither,
Phys. Lett. vol. 103B, 413 (1981)

- 15) H. Helppi, Y.H. Chung, P.J. Daly, S.R. Faber, A. Pakkanen,
I. Ahmad, P. Chowdhury, Z.W. Grabowski, T.L. Khoo, R.D. Lawson,
Phys. Lett. vol. 115B, Nr. 1, 11 (1982)
- 16) R.C. Pardo, S. Gales, R.M. Ronningen, L.H. Harwood,
Phys. Lett. vol. 91B, Nr. 1, 41 (1980)
- 17) R.D. Lawson,
Z. Phys. A303, 51 (1981)
- 18) R.R. Chasman,
Phys. Rev. C, vol. 21, Nr. 1, 456 (1980)
- 19) R.R. Chasman,
Phys. Lett. vol. 108B, Nr. 4,5, 251 (1982)
- 20) R. Kaczarowski, E.G. Funke, J.W. Mihelich,
Phys. Rev. C, vol. 23, Nr. 6, 2711 (1981)
- 21) P. Mukherjee, R. Bhattacharya, I. Mukherjee,
Phys. Rev. C, vol. 24, Nr. 4, 1810 (1981)
- 22) R. Pengo, S. Lunardi, R. Tischler, P.J. Daly, Y. Nagai, R. Broda,
P. Kleinheinz,
KFA/IKP 1978, Annual Report, p. 25
- 23) M.A.J. Mariscotti, H. Beuscher, W.F. Davidson, Y. Gono,
H.M. Jäger, R.M. Lieder, M. Müller-Veggian, A. Neskakis,
D.R. Haenni, D.R. Zolnowski,
Nucl. Phys. A311, 395 (1978)
- 24) S. Lunardi, M. Ogawa, M.R. Maier, P. Kleinheinz,
KFA/IKP 1979, Annual Report, p. 51
- 25) L. Funke, W.D. From, H.J. Keller, R. Arlt, P.M. Gopytsch,
Nucl. Phys. A274 (1976) 61
- 26) R. Broda, P. Kleinheinz, S. Lunardi, J. Blomqvist,
KFA/IKP, Annual Report 1979, p. 50, ISSN 0170-8937
- 27) J.P. Schiffer, W.W. True,
Rev. of mod. Phys., vol. 48, Nr. 2, 191 (1976)
- 28) R.W. Hoff, J.O. Rasmussen, S.G. Thompson,
Phys. Rev. 83, 1068 (1951)
- 29) G.M. Gorodinskii, A.N. Murin, V.N. Pokrovskii,
Bull. Acad. Sci., USSR Phys. Serie 22, 805 (1958)
- 30) C.M. Lederer, V.S. Shirley,
Table of Isotopes, 7th Ed. page 797

- 31) N.M. Anton'eva, A.A. Bashilov, B.S. Dzhelepov, B.K. Preobrazhenskii,
Soviet Phys. JETP vol. 36 (9) N 1, 20 (1959)
- 32) B.S. Dzhelepov, V.A. Sergienko,
Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser. 23, 203 (1958)
- 33) E.G. Funke Jr., J.W. Mihelich, C.F. Schwerdtfeger,
Nucl. Phys. 39, 147 (1962)
- 34) A.M. Friedman, J. Milsted, O. Skilbreid,
Phys. Rev. vol. 129, Nr. 4, 1752 (1962)
- 35) V.V. Remyayev, V.T. Gritsyna, A.P. Klyncharev,
JETP 42, 408 (1962)
- 36) E. Bożek, N.A. Lebedev, H. Niewodniczanski, S. Ogaza, M. Rybicka,
J. Styczen,
Acta Physica Polonica vol. XXIV, 131 (1963)
- 37) Y.Y. Chu, E.M. Franz, G. Friedlander,
Phys. Rev. C, vol. 1N5, 1826 (1970)
- 38) U. Hageman, W. Neubert, L.K. Peker, W. Schulze, F. Stary,
JINR, E6 - 6193, Dubna (1971)
- 39) L. Holmberg, V. Stefansson, J. Becker, V. Sergeev,
Z. Phys. 257, 101 (1972)
- 40) C. Ekström, S. Ingelman, M. Olsmats, B. Wannberg,
Physica Scripta, vol. 6, 181 (1972)
- 41) A. Ageev, V.V. Kravtsov, V.K. Maidanyuk, N.F. Mitrokhovich,
I. Strizhak, A.I. Feoktistov,
Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya, vol.37
No. 8, 1692/109 (1973)
- 42) V.I. Gavriluk, K. Ya. Gromov, A.A. Klyuchnikov, V.T. Kupryashkin,
G.D. Latyshev, Yu.V. Makovetskii, A.I. Feoktistov,
Izvestiya Akademii Nauk, Seriya Fizicheskaya vol. 37, No. 9,
1839/43 (1973)
- 43) R. Kantus, Ů.J. Schrewe, W.D. Schmidt-Ott, R. Michaelson,
Phys. Rev. C., vol. 23 Nr. 3, 1274 (1981)
- 44) A. Ercan, R. Broda, M. Piiparinen, Y. Nagai, R. Pengo,
P. Kleinheinz,
Z. Phys. A295, 197 (1980)

- 45) A.H. Wapstra, K. Boss,
Atomic Data and Nuc. Data Tables 19, 177 (1977)
- 46) G.L. Borchert, W. Scheck, O.W.B. Schult
Nucl. Instr. and Meth. 124 (1975) 107
- 47) B.J. Meiger, J. Konijn, B. Klank, J.H. Jett, R.A. Ristinen,
Z. Phys. A275 (1975) 79
- 48) E. Moll, E. Kankeleit
Nukleonik (1980) 180
- 49) H. Beuscher, Y. Gono, H.M. Jäger, R.M. Lieder, M. Müller-Veggian,
A. Neskakis, J. Reich, G. Schlienkamp, J. Bojowald, H. Diesburg,
R. Nellen, A. Retz, U. Rindfleisch
IKP (KFA) Annual Report 1976, 124
- 50) F. Rösel, H.M. Fries, K. Alder,
Nuc. Data Tables 21 (1978) 2,3
- 51) M. Piiparinen, R. Broda, Y. Nagai, P. Kleinheinz, A. Pakkanen,
Z. Phys. A301 (1981) 231
- 52) R. Broda, P. Kleinheinz, S. Lunardi, J. Blomqvist,
Proceedings of the Symposium on High Spin Phenomena in Nuclei
Argonne ANL/PHY-79-4, p. 389
- 53) J. Kern, G.L. Struble, R.K. Sheline, E.T. Turney, H.R. Koch,
B.P.K. Maier, U. Gruber, O.W.B. Schult,
Phys. Rev. Vol. 173, N4 (1968) 1133
- 54) Sudhir P. Pandya,
Phys. Rev. vol. 103 N4 (1956) 956
- 55) C. Schwartz,
Phys. Rev. vol. 94, N 1 (1954) 95
- 56) K.L. Brown, S.K. Howry,
SLAC-91 (1970) and CERN 73-16, NAL-91 (1973)
- 57) D.C. Carey
NAL-64 (1971)
- 58) J.D. Garcia, R.J. Fortner, T.M. Kavanagh,
Rev. Mod. Phys. vol. 45, Nr. 2, part 1 (1973) 111

Ich danke herzlich meinem Lehrer, Prof. Dr. O.W.B. Schult, dafür, daß er die vorliegende Arbeit ermöglicht und großzügig unterstützt hat.

Besonders möchte ich meinem Betreuer, Dr. P. Kleinheinz, für seinen unermüdlichen Einsatz für diese Arbeit danken.

Prof. Dr. J. Blomqvist danke ich für die wertvollen anregenden Diskussionen.

Weiter gilt mein Dank Dr. G. Borchert, Dr. R. Broda, Dr. R. Julin, Dr. I. Katayama, M. Lach, H. Mattheß, Dr. Y. Nagai, Dr. R. Pengo, Dr. M. Piiparinen, Prof. P. Prokofjev, T. Rose, B. Rubio, Dr. F. Soramel-Stanco, Dr. J. Styczen, Prof. S.W. Yates, Dr. K. Zuber und Dr. M. Zupancic, die durch ihre Hilfe bei den Experimenten und in zahlreichen Diskussionen wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn M. Karnadi danke ich für seine freundliche Hilfe bei den Computerprogrammen.

Bei dem Aufbau des Solenoids unterstützten mich hilfreich A. Retz und U. Rindfleisch und ihre Mitarbeiter.

Ich danke herzlich Herrn P. Wieder für die Hilfe beim Aufbau der Experimente und für die Anfertigung der zahlreichen Bilder, die wesentlich zum besseren Verständnis des Textes beitragen.

Mein Dank gilt den Operateuren des Zyklotrons und allen anderen Mitarbeitern des IKP, die zum Zustandekommen der Arbeit beigetragen haben. Frau H. Sieling hat diese Arbeit niedergeschrieben. Ich danke ich ganz herzlich.